

~~E2A~~

TK 155.627

KFKI-1984-48

Г. ПОР
Е. ИЖАК
О. ГЛОКЛЕР

ИЗМЕРЕНИЕ ВЛИЯНИЯ КИПЕНИЯ НА СПЕКТР
НЕЙТРОННЫХ ШУМОВ В РЕАКТОРЕ ПОД ДАВЛЕНИЕМ
(АЭС Рейнсберг, ДК-1-1р, 1983)

Hungarian Academy of Sciences

CENTRAL
RESEARCH
INSTITUTE FOR
PHYSICS

BUDAPEST

ИЗМЕРЕНИЕ ВЛИЯНИЯ КИПЕНИЯ НА СПЕКТР
НЕЙТРОННЫХ ШУМОВ В РЕАКТОРЕ ПОД ДАВЛЕНИЕМ
(АЭС Рейнсберг, ДК-1-1р, 1983)

Г. Пор, Е. Ижак, О. Глоклер
Центральный институт физических исследований ВАН
H-1525 Будапешт, п/я 49. Венгрия

АННОТАЦИЯ

Описываются результаты шумовых измерений, проведенных в реакторе под давлением АЭС Рейнсберг при кипении воды в так называемой, диагностической кассете. При наступлении кипения постепенно образуется линейная зависимость фазы от частоты между аксиально расположенными нейтронными детекторами, наблюдаемая до сих пор только в кипящих реакторах. Теоретическая концепция глобального и локального шумов дает полное объяснение явлений, притом глобальная составляющая существует и без кипения. Термопары не способны измерить расход при наступлении кипения.

ABSTRACT

Noise measurements were carried out in PWR type Nuclear Power Plant Rheinsberg, having a real boiling in one of the fuel (experimental) assemblies. Phase spectrum between axially placed neutron detectors became linear gradually, when real boiling had began. The effects observed earlier only in BWR are explainable via global and local noise theory. The global part exists even without boiling. Thermocouples were not able to follow the flow rate when the boiling occurred.

KIVONAT

A hűtőviznek egy diagnosztikai kazettában való felforrásakor mért zajjel-
lek kiértékelésének eredményeit mutatjuk be. A méréseket a Rheinsbergi nyomott-
vizes atomerőműben végeztük. Az axiálisan elhelyezett neutrondetektorok között
a forrás kialakulásával fokozatosan megjelenik a fázis lineáris függése a
frekvenciától, amelyet korábban csak forralóvizes reaktorokban találtak. A
globális és lokális zajok koncepciója teljes magyarázatát adja a megfigyelt
jelenségeknek. A globális rész a forrás nélkül is megmarad. A termoelemek a
forrás kialakulásától kezdve már nem képesek követni a forgalom változását.

Введение

Влияние кипения на шумовые спектры обнаружилось сперва в кипящих реакторах /1,2/. Явление впервые было объяснено феноменологическим описанием выдвинуто Вахом и Кошай /3,4/, которое рассматривало двойное влияние кипения : глобальное и локальное . Глобальное влияние действует на флуктуации нейтронного потока через флуктуацию реактивности , что в свою очередь может быть вызвана взвешенной суммой влияния отдельных пузырей. В то же время пузырьки, проходящие мимо нейтронных детекторов, будут возмущать измеренный нейтронный поток непосредственно, и тем самым вызывать появление локального эффекта. Эти предположения обсуждались уже в рамках различных теоретических моделей /5,6/ и дали результаты, которые показали очень хорошее совпадение с измерениями, полученными в кипящих реакторах. Проведены также модельные исследования в которых источником возмущения служили воздушные пузырьки , пропущенные через исследовательские реакторы /7,8/.

В реакторах под давлением фазовый ход линейно зависящий от частоты между детекторами, стоящими друг над другом, характерный для локального явления , до сих пор еще не наблюдался. Некоторые измерения спектра были связаны с кипением в специальном эксперименте, выполненном Бернардом и др. во Франции /9/. Здесь к реактору под давлением была дополнена специальная гидродинамически отделенная петля, содержащая четыре кассеты ТВЭЛ-ов и кипение /до 20% объемного содержания / было достигнуто на этом экспериментальном участке.

В АЭС Рейнсберг уже четыре года тому назад начались эксперименты со специально оборудованными экспериментальными кассетами /ДК/ /10,11/. Одной особенностью этой кассеты является дроссель, который способствует уменьшению расхода теплоносителя через ДК. Настоящий отчет содержит некоторые результаты шумовых измерений, производимых на ДК-1-1р осенью 1983 г., при которых уменьшением количества расхода через ДК до 30%-ов от номинального достигалось настоящее кипение в верхней части ДК . Даются измеренные спектры и их интерпретации. Вся работа выполнена в рамках договора четырехстороннего сотрудничества между ГДР, ВНР, СССР и ЧССР.

Описание измерения

Общее описание ДК и детали подсоединенной к ней измерительной системы можно найти в предыдущих отчетах /10,11/. На рис. 1 приведено вертикальное сечение ДК, и отмечены датчики, используемые в данной работе. Детекторы прямого заряда E23, E24, E25 с родиевым эмиттером помещались друг над другом на верхней части ДК /на 1920 мм, на 2160 и на 2400 мм от дна активной зоны / в сухом канале в центре ДК-и /см. рис. 2.//. Термопары T14 и T18 фиксировались на 1611 мм и на 2555 мм от дна активной зоны на ТВЭЛ №1. Сигналы датчиков записывались на 14-канальный измерительный магнитофон /SE 7000/.

Обработка данных производилась в ЦИФИ /Будапешт/ с помощью двух систем обработки, осуществленных на ЭВМ типа PDP-11/10

и с помощью анализатора /типа HP 3721 A/. Система обработки FIGURA использует обычную процедуру быстрого преобразования Фурье /13/. При расчетах спектров всегда пользовались спектральным окошком /фильтром/ Ханнинга. Второй метод обработки основан на методе авто-регрессивного анализа данных /14/. Этот метод позволяет получить гладкие кривые без всяких добавочных фильтров, в то же время дает информацию о направленности эффектов.

В экспериментах были осуществлены следующие режимы расхода теплоносителя через ДК.

Таблица № 1.

№ эксперимента	номер соотв. протокола	расход теплоносителя через ДК	
		кг/сек	%
RH 8316	V11D5	21.45	100
RH 8315	V11D4	10.0	50
RH 8314	V11D3	8.0	40
RH 8312	V11D1	6.5	30
RH 8313	V11D2	6.0	27.9

Результаты измерения с д.п.з. и их краткое обсуждение

На рисунках 2.1-2.3 показаны автоспектральные плотности мощности /АСПМ/ измеренные д.п.з. в частотном диапазоне от 0.5 до 50 гц. Отчетливо видно, что АСПМ от д.п.з. E25 претерпевает большие

изменения, когда расход через ДК постепенно снижается от 100 до 30-и процентов. Это изменение происходит в диапазоне частот от 3-х до 15-и -20-и гц. Магнитуда АСПМ существенно возрастает в этом диапазоне частот, притом с уменьшением расхода возрастает магнитуда АСПМ. Хорошо видно, что при 50% появляется только маленькое изменение до 10 гц, при 40% эффект уже простирается до 15-20 гц. Стоит отметить, что даже при 30-ти процентах, расширение спектра не дойдет до 20-ти гц, это означает, что фильтр, использованный при записи $/f_{1p} \approx 20 \text{ гц}/$, не ограничивал существенно возможности выводов.

На АСПМ д.п.з. E24 и E23 /рис. 2.2-2.3/ расширение наступает позже и оно меньше чем у E25. При 40% расширения спектра нет /E23/ или почти незаметно /E24/. При 30% АСПМ от E24 расширяется в меньшей степени чем у E25, а АСПМ от E23 почти не меняется /появляется только маленькое изменение при 10 гц/.

Рассмотренные АСПМ /рис. 2.1-2.3/, изготовленные с помощью анализатора, носят только качественный характер. После ознакомления со спектрами, обработанными быстрым анализатором, дальнейшая обработка производилась уже стандартным способом. Чтобы получить лучшее расширение, на основе предыдущих результатов, был выбран частотный диапазон 0.12-15 гц. На рис. 3.1.1-3.3.3 изображены АСПМ от д.п. при номинальных потоках 100%, 40% и 30%. Не будем повторять вышесказанное, связанное с изменением хвоста спектра /от 3 до 15 гц/ в следствие изменения расхода. Стоит отметить однако, что из этих нормированных обработок видно, что низкочастотная часть также изменяется. Пик при 1.4 гц уменьшается в 8-10 раз при понижении расхода от 100 до 30-ти процентов. На рис. 3.4-3.6 показана другая группировка АСПМ. При различных расходах через ДК показаны автоспектры измеренные д.п.з. - ами, стоящими друг над другом. Очевидно, что пока при 100% спектры почти совпадают, то при 30% верхний д.п.з. имеет наивысокий хвост /от 3 до 15 гц/.

Наблюдаемые явления в АСПМ очень хорошо объясняются широко распространенной концепцией в теории кипящих реакторов, о глобальном и локальном эффектах влияний проходящих пузырьков кипения. Как уже говорилось в введении, согласно этой концепции, разработанной Вахом и Кошаком /3,4/ пузырьки проходящие через активную зону влияют на изменение реактивности всей активной зоны, вследствие чего в флуктуации нейтронного потока появляется составляющая, находящаяся в одной фазе по всей зоне. Диапазон частот этой составляющей ограничивается так называемым глобальным окошком /8/, ширина которого f_s :

$$f_s = \frac{2V}{H}$$

где v - скорость теплоносителя, H - высота активной зоны.

В нашем случае $f_s \approx 3.5 \text{ Hz}$.

Локальный эффект пузырьков - это их непосредственное влияние на поток, измеряемый детектором мимо которого они проезжают. Этот эффект тоже имеет "окошко", но ширина определяется уже длиной детектора, значит гораздо шире, чем у глобального эффекта /8/

$$f_d = \frac{2v}{d}$$

где d - длина активной части детектора. Еще более важно, что локальный эффект не находится в одной фазе по всей зоне, а по мере его распространения по оси z описывается комплексным множителем.

$$\phi_i(\omega, z) = \phi_i(\omega, 0) \cdot e^{-i\omega \frac{z}{v}}$$

где z - положение детектора относительно активной зоны.

В следствии этого ожидается, что при появлении локального эффекта фаза между детекторами, стоящими друг над другом, линейно зависит от частоты. Это и наблюдается между детекторами Е24 и Е25 при расходе 30 процентов /рис. 4.3/. До 1.5 гц, где наблюдается глобальный эффект с высокой когерентностью, фаза равна нулю. Свыше двух герц локальный эффект уже станет сильнее, и от 4 гц наблюдается фазовый ход полностью линейнозависящий от частоты. При расходе 100% такое явление не наблюдается /рис. 4.1./. Фаза почти везде нулевая,

значит локальный эффект не наблюдается. А при расходе 40% наблюдается некоторое отклонение фазы от нуля /рис. 4.2/. Его можно объяснить сложением глобального и локального эффекта с различным весом /4,15/. Если сигнал первого детектора состоит из двух слагаемых :

$$i_1(\omega, z_1) = i_{gl}(\omega) + i_l(\omega, z_1)$$

тогда сигнал второго детектора, состоящего над первым :

$$i_2(\omega, z_2) = i_{gl}(\omega) + i_l(\omega, z_1) e^{-i\omega \frac{z_2 - z_1}{v}}$$

и фаза между ними

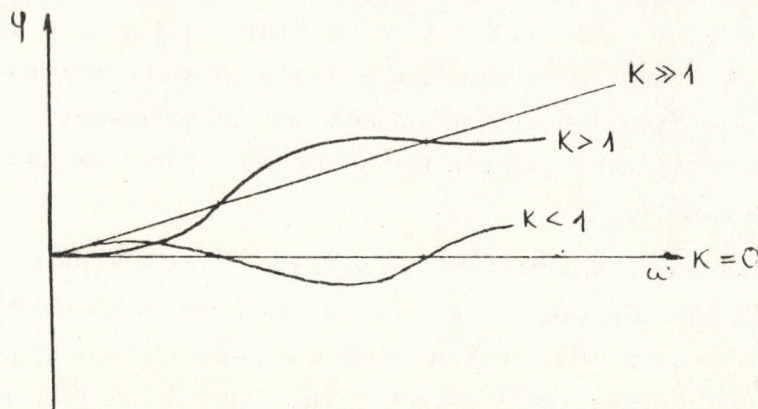
$$\varphi = \arctg \frac{K \cdot \sin \omega \tau}{1 + K \cos \omega \tau}$$

где $\tau = \frac{z_2 - z_1}{v}$

$$K = K(\omega, z_1) = \frac{\langle i_l^*(\omega, z_1) i_l(\omega, z_1) \rangle}{\langle i_{gl}^*(\omega) \cdot i_{gl}(\omega) \rangle} \quad - \text{отношение}$$

показывающее вес локального эффекта по сравнению с глобальным.

Изображение фазового хода в зависимости от величины K:



Сравнивая с полученными кривыми можно ожидать следующие соотношения :

при 100%	$K \approx 0$
при 40%	$K < 1$
при 30%	$K > 1$

Следует подчеркнуть, что не смотря на то, что эта модель существует уже десять лет. И отдельные элементы ее уже измерялись $/K \gg 1$ в кипящих реакторах /16/, $K < 1$ в одном из реакторов под давлением /15//, но совместно в одном эксперименте наблюдаются впервые .

Изменению когерентности можно дать также очень простую интерпретацию . Как показано в экспериментах на исследовательском реакторе /7/, включением второго источника шума /в данном случае это кипение / в том же диапазоне частот бывшая высокая когерентность снижается. Однако, это происходит только в том случае, если так называемые , интерференционные термы /8/ не существуют, т.е. когда источники глобального и локального шума не когерентны . Расчеты, произведенные с интерференционными составляющими /17/ показали, что вместо простой картины зависимости Ψ от K , изображенной выше, получается очень сложная кривая из трех синусоидальных составляющих. Конечно решить вопрос о том, что мы имеем на практике , из рис. 4.1-4.6 трудно из-за больших флуктуаций . Но с помощью авторегрессивного анализа можно получить гладкие фазовые кривые /рис. 5.1-5.6/ , которые показывают , что простое соотношение работает, значит не необходимости учитывать интерференционные термы.

Наконец, рассмотрим результаты, полученные из измерений термопарами. На рис. 6.1-6.6 изображены АСПМ от термопар Т14 и Т18 измеренные при 30%, 40% и 100% расхода теплоносителя через ДК, в диапазоне частот от 0.04 до 5 гц. Диапазон был выбран на основе более ранних экспериментов /12/ . Опубликованные здесь спектры являются очень сходными с более ранними измерениями /12/ . Конечно, следует обратить внимание на расположение термопар в зоне и сравнить те, которые стоят на одной высоте , например АСПМ от Т14 хорошо сравнивается с АСПМ от Т09 /12/.

Всегда было ясно, что фаза между термопарами измеряющими распространение температурных флуктуаций в теплоносителе , будет показывать линейную зависимость от частоты . Это и доказывалось в ранних рейнсбергских измерениях /12/. Притом скорости, рассчитанные из линейной зависимости показали, что они следуют за изменением расхода через ДК . Однако, уже в /12/ отмечалось , что при уменьшении расхода до 40% отмечается отклонение от этого

закона при двух термопарах Т01 и Т02 . В настоящем измерении фаза между термопарами Т14 и Т18 была линейной /рис. 7.1-7.3/. Однако скорости, рассчитанные из линейной зависимости не следуют за изменением расхода.

Таблица № 2 : $\Delta z = 944 \text{ мм}$

Расход	Время запаздывания /сек/	Скорость $v = \frac{\Delta z}{\tau} \left[\frac{\text{м}}{\text{сек}} \right]$
100%	0.3647 ± 0.0091	2.588 ± 0.064
40%	0.838 ± 0.021	1.126 ± 0.028
30%	0.785 ± 0.020	1.203 ± 0.030

Из таблицы видно, что когда расход уменьшается от 100 до 40 процентов, скорость теплоносителя тоже уменьшается от 2.6 до 1.1 м/сек . Отношения :

$$\frac{100}{40} = 2.5 \quad \frac{v_{100}}{v_{40}} = 2.3$$

уже показывают некоторое отклонение . Но уменьшая расход еще дальше до 30%-ов, рассчитанная скорость вовсе не уменьшается, а даже чуть увеличивается . Отношения

$$\frac{40}{30} = 1.33 \quad \frac{v_{40}}{v_{30}} = 0.94$$

еще лучше подчеркивают это. Единственным объяснением остается лишь, что при наступлении кипения термопары перестают чувствовать расход теплоносителя. Можно также выдвинуть идею о том, что увеличение скорости при уменьшении расхода до 30%-ов связано с более быстрым перемещением пузырьков в теплоносителе, тем самым связывать линейный ход при кипении уже с пузырьками . Этот результат сходен с теоретическими рассуждениями /16/.

Выводы

Известные до сих пор только в кипящих реакторах явления наблюдались нами в реакторе под давлением, уменьшая расход теплоносителя в одной из кассет до такой степени когда уже наступает реальное кипение. Результаты вполне сходны с наблюдаемыми в кипящих реакторах, и применяемые теоретические концепции глобального и локального эффекта могут дать качественное объяснение в этом случае. Стоит однако обратить внимание на тот факт, что глобальный эффект имеет место и без кипения. Все детали фазового хода между д.п.з. можно объяснить простым сложением глобального и локального эффектов без интерференционных членов.

Фазовый ход линейно зависящий от частоты между термопарами, стоящими друг над другом, наблюдалась в измерениях при течениях без кипения, а также при кипении. Скорость, вычисленная из этой линейной зависимости, изменяется прямо пропорционально изменению количества потока охладителя в течениях без кипения. Однако, при наступлении кипения это не так. Одним из возможных объяснений является предположение о том, что термодпары чувствуют здесь пузырьки, поднимающиеся быстрее чем сам охладитель.

Благодарность

Измерения выполнялись в рамках четырехстороннего сотрудничества. Измерительные каналы подготовлены в ГДР, сама ДК в ЧССР с участием специалистов из СССР. Вся работа велась в дружном и тесном сотрудничестве операционного персонала АЭС Рейнсберг. Хочется выразить глубокую благодарность всем участникам и помощникам Рейнсбергских измерений.

Литература

1. W. Seifritz, F. Cioli Trans.Am.Nucl.Soc. 17, 451 (1973)
2. T. Nomura Annals of Nuclear Energy 2, 379 (1975)
3. D. Wach, G. Kosály Atomkernenergie 23, 244 (1974)
4. D. Wach Annals of Nucl. En. 2, 353 (1975)
5. K. Behringer et al. Nucl. Sci. Eng. 63, 306 (1977)
6. J. Valkó, L. Meskó Progress in Nucl. En. 1, 205 (1977)
7. G. Pór, S. Horányi, D.J. Orlin KFKI-1983-54, to be published in Annals of Nucl. En.
8. G. Kosály et al. Progress in Nucl. En. 9, 23 (1982)
9. P. Bernard, J. Cloue, C. Messainguiral Progress in Nucl. En. 9, 581 (1982)
10. G. Blumentritt et al. KFKI-ZR6/014/1979
11. G. Blumentritt et al. KFKI-ZR6/019/1979
12. J. Valkó et al. KFKI-ZR6/022/1982
13. Valkó J., Glowacz M. KFKI-1983-101
14. Lux I., Meskó L., Pór G. KFKI-1983-133
15. T. Katona et al. Progress in Nucl. En. 9, 209 (1982)
16. G. Kosály et al. Progress in Nucl. En. 1, 99 (1977)
17. G. Pór Rep. ECN-81-131

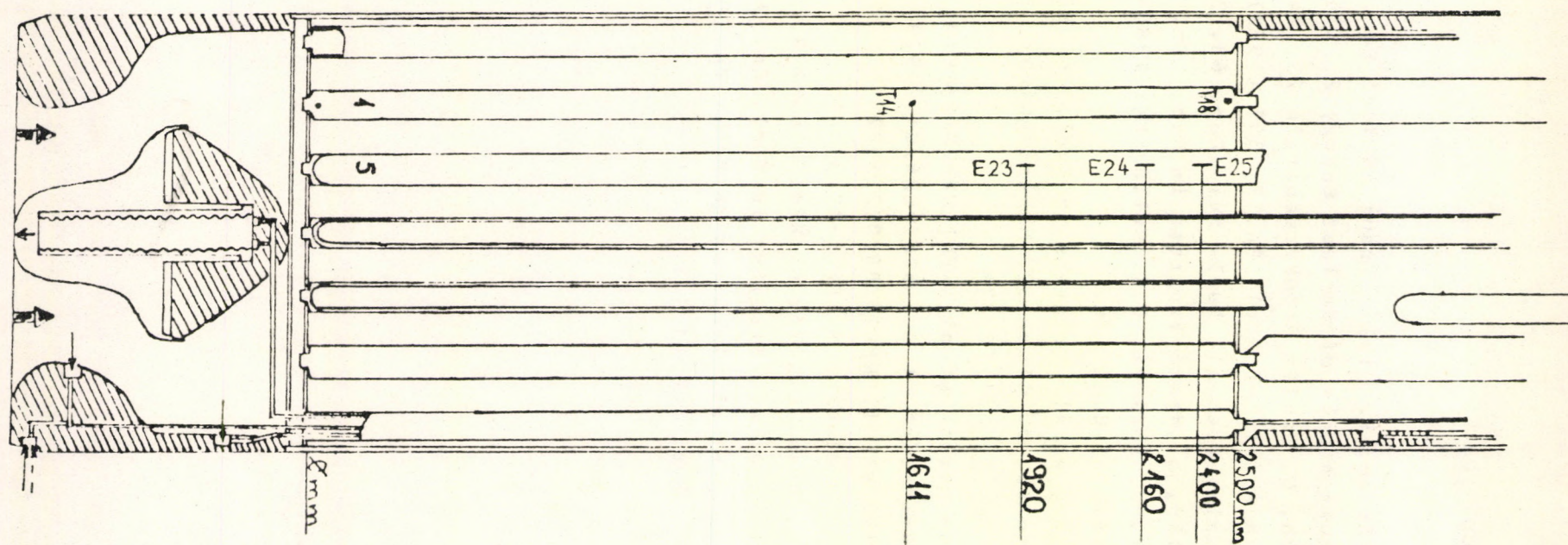


Рис. 1. Расположение термопар и д.п.з. в ДК-1-1р /вертикальное сечение/

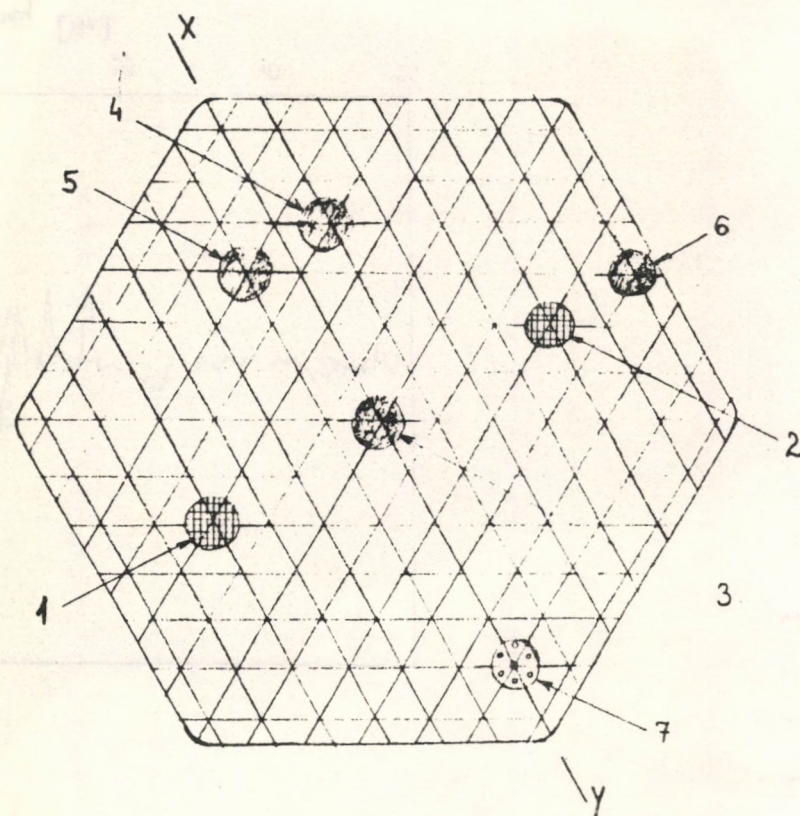


Рис. 2. Поперечное сечение ДК-1-1р

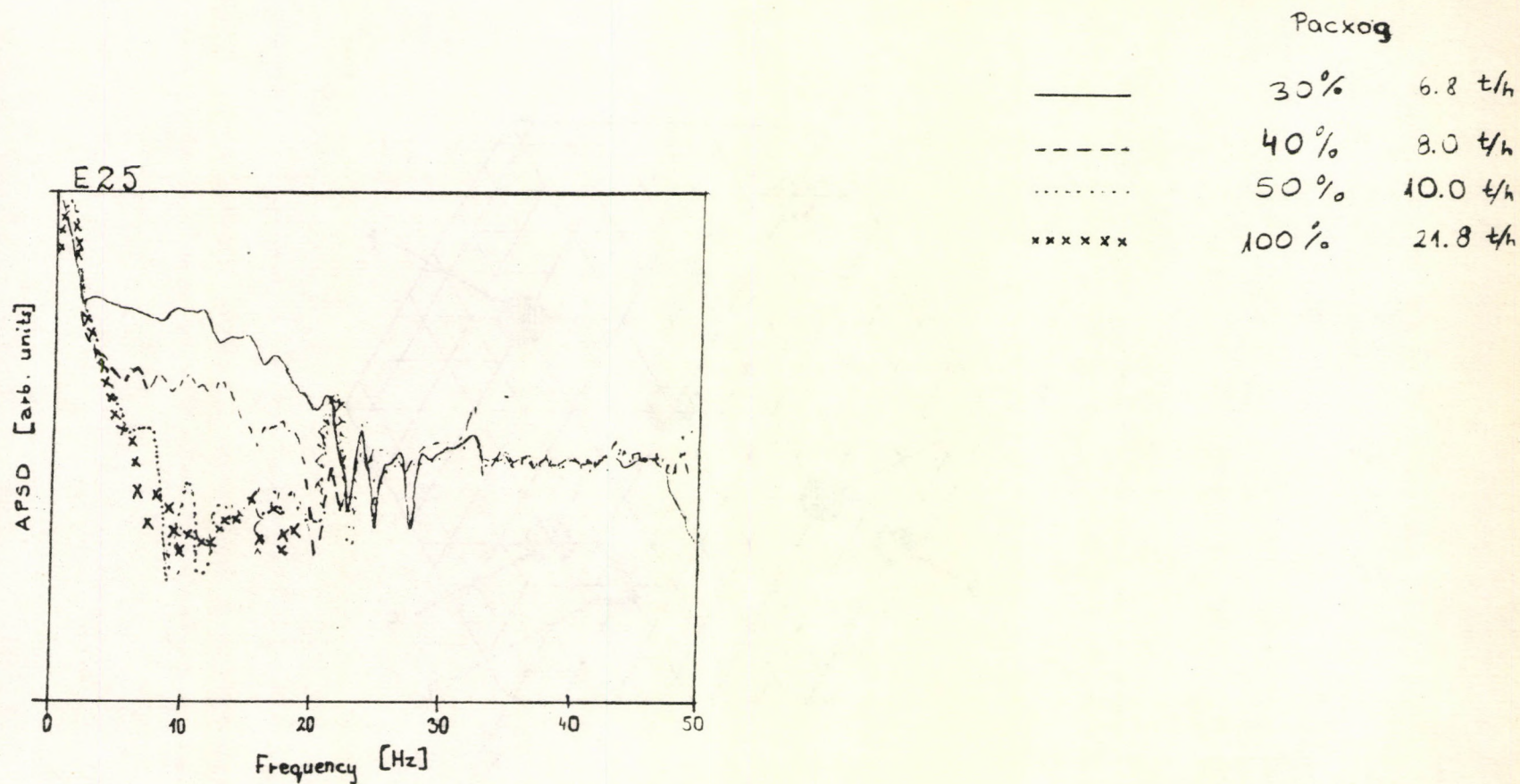


Рис. 2.1. АСПМ д.п.э. E25 при разных расходах

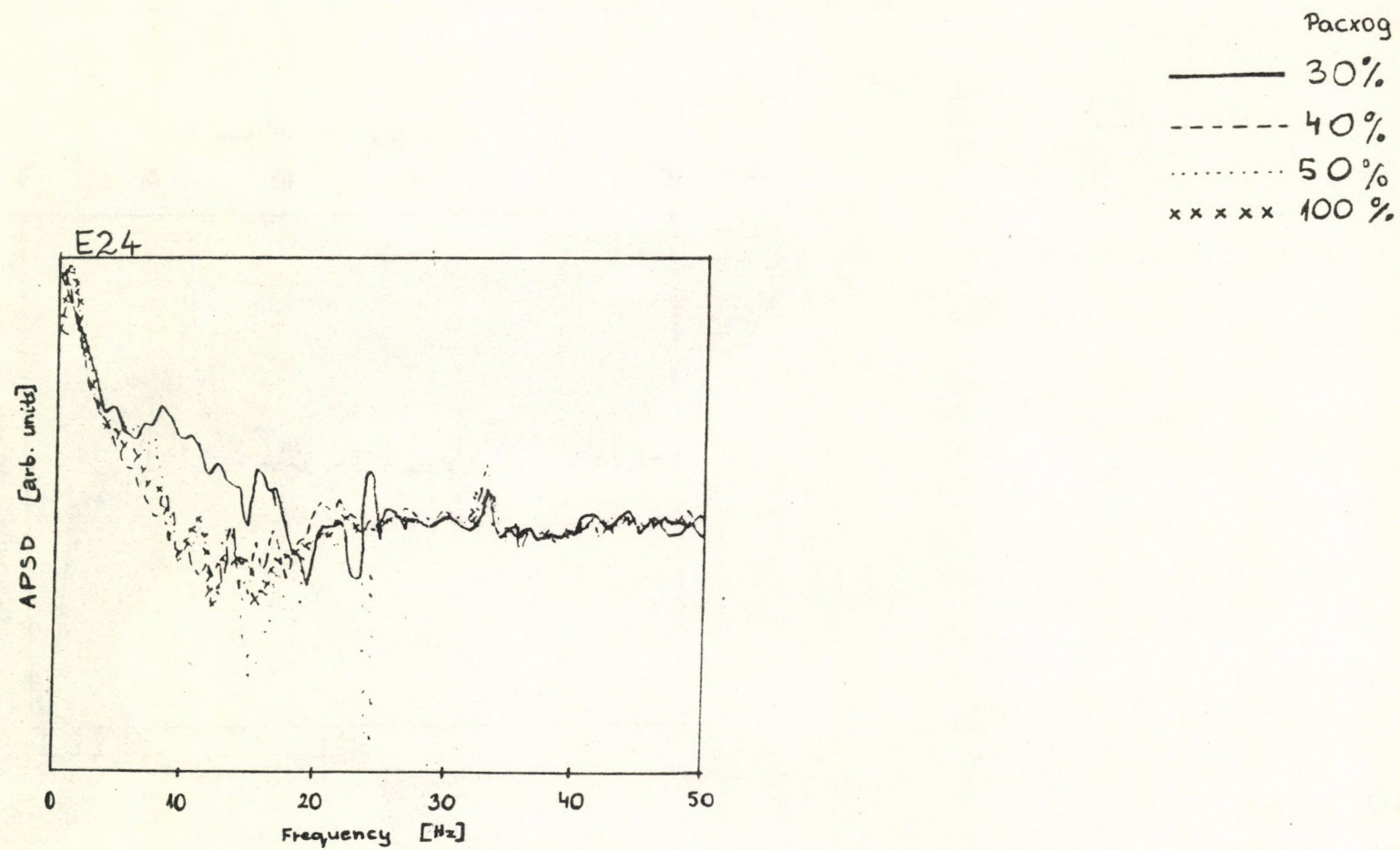


Рис. 2.2. АСПМ д.п.з. E24 при разных расходах

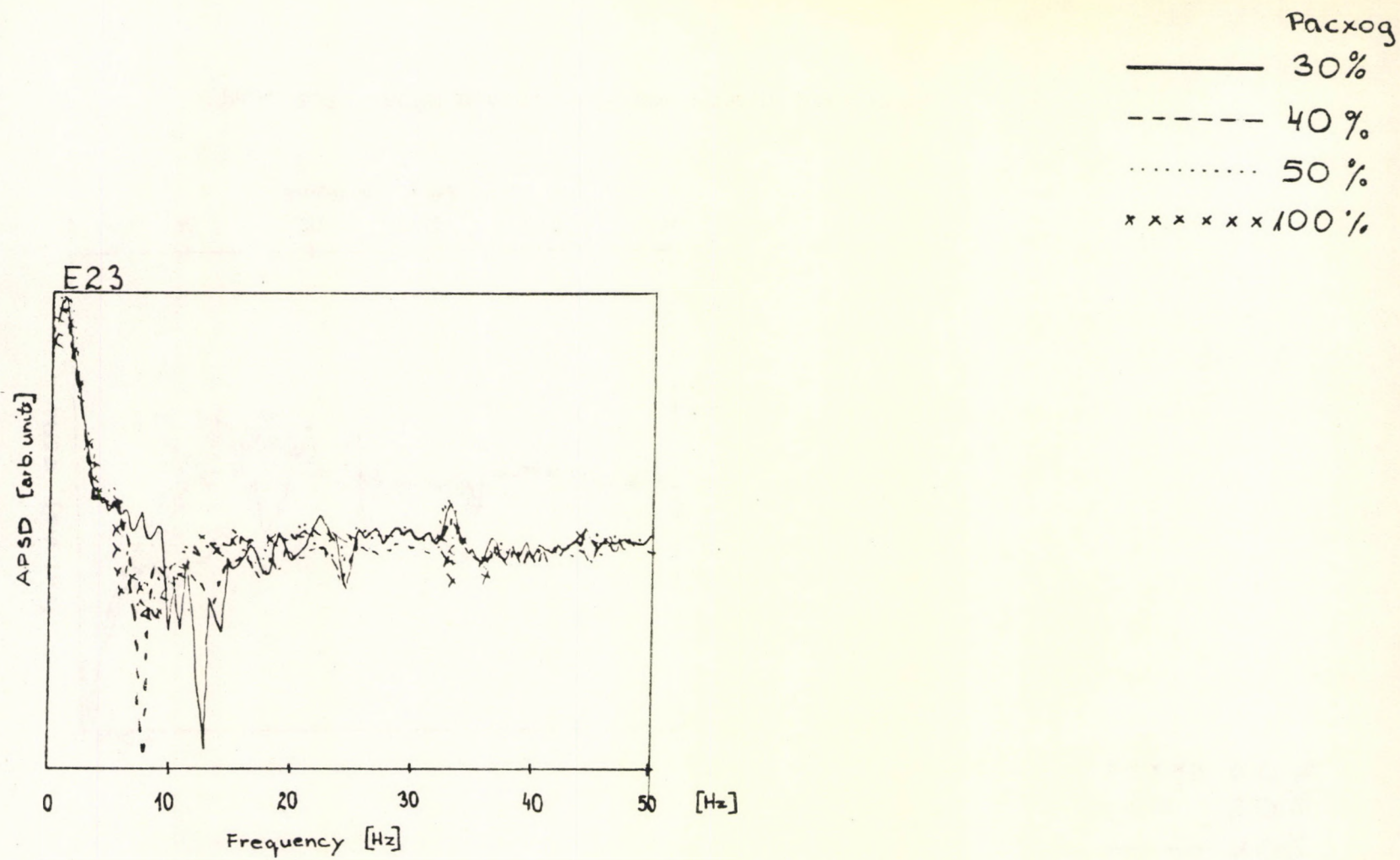


Рис. 2.3. АСПМ д.п.э. E23 при разных расходах

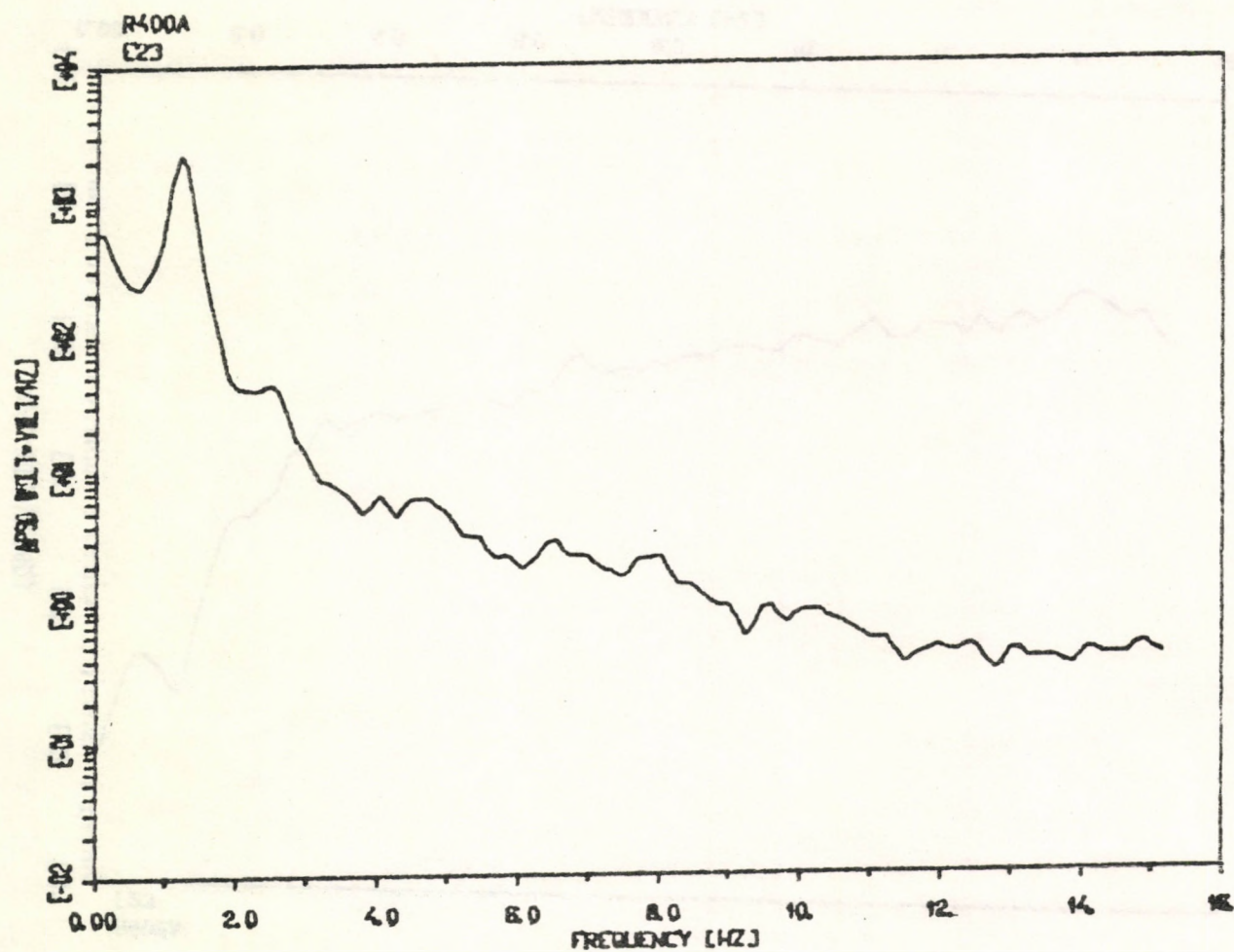


Рис. 3.1.1. АСПМ д.п.э. E23 при 100% расхода

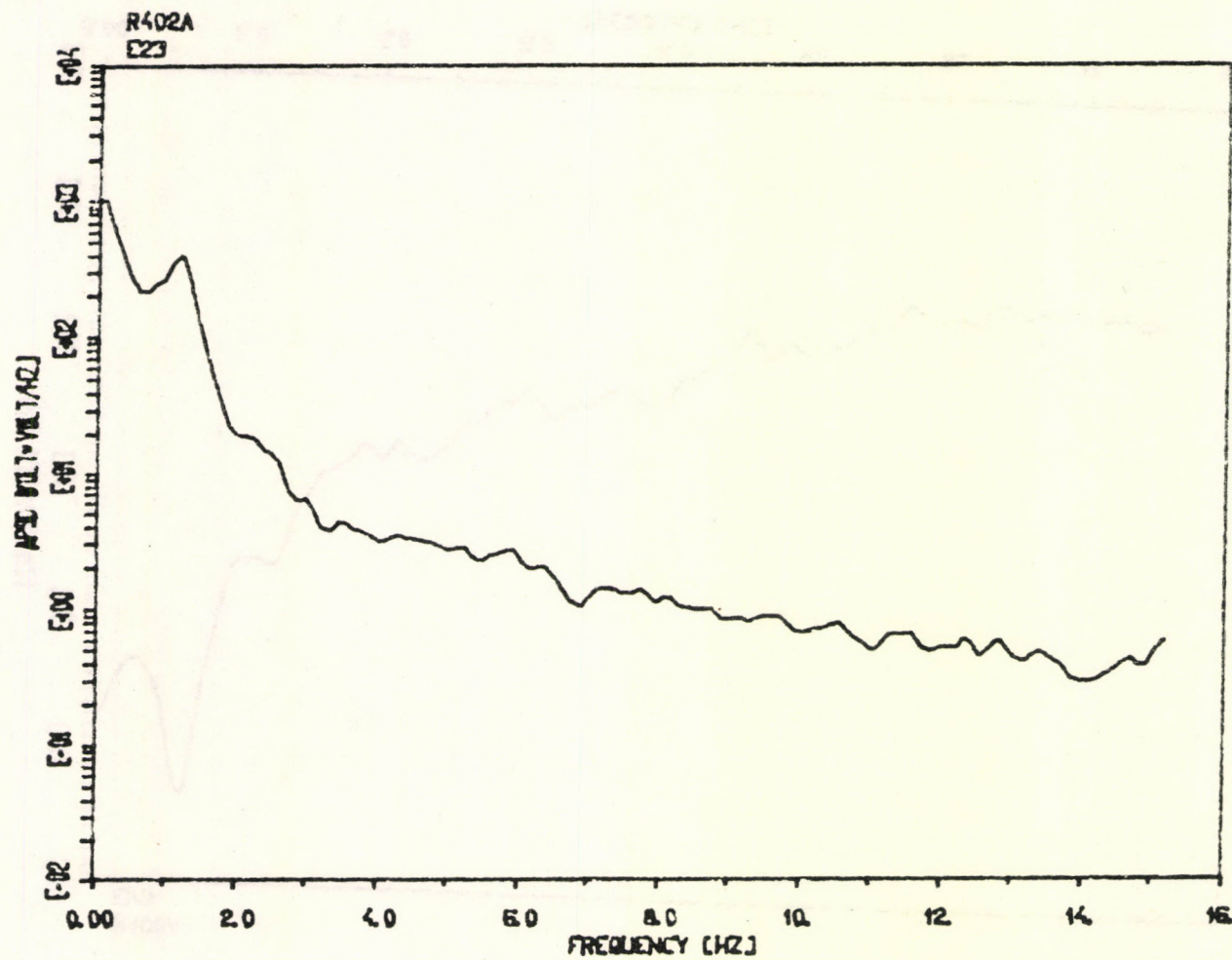


Рис. 3.1.2. АСПМ д.п.з. E23 при 40% расхода

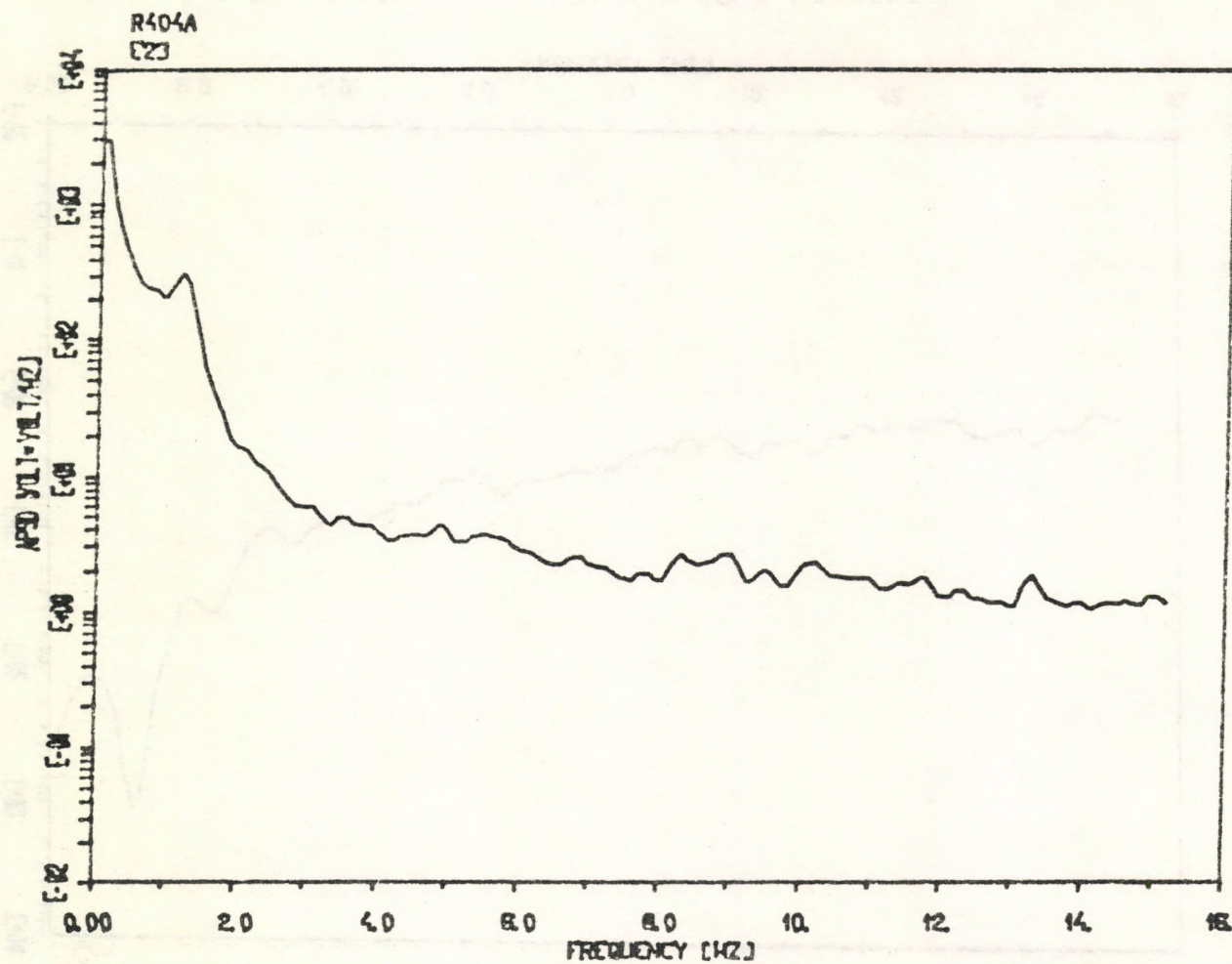


Рис. 3.1.3. АСПМ д.п.э. E23 при 30% расхода

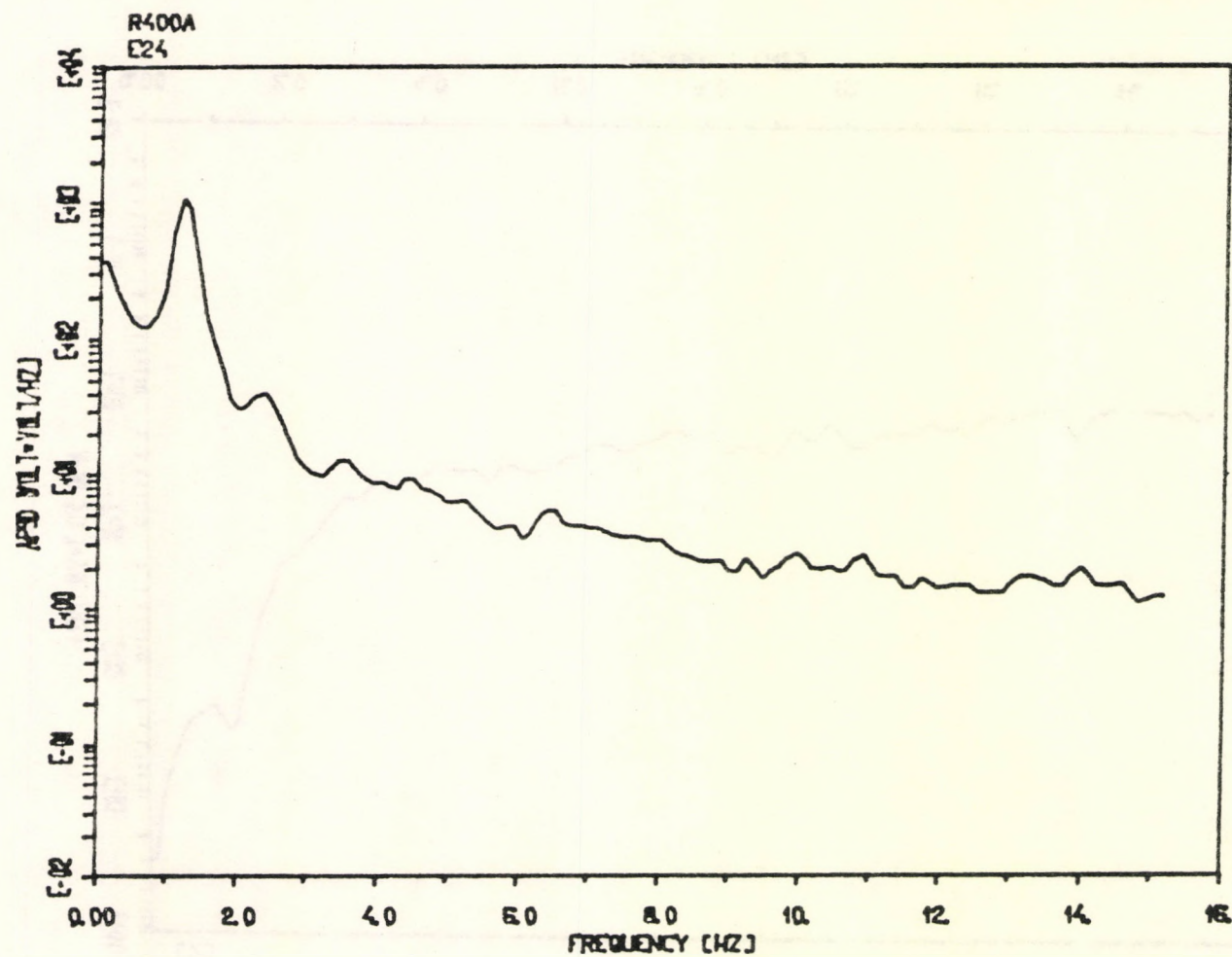


Рис. 3.2.1. АСПМ д.п.з. E24 при 100% расхода

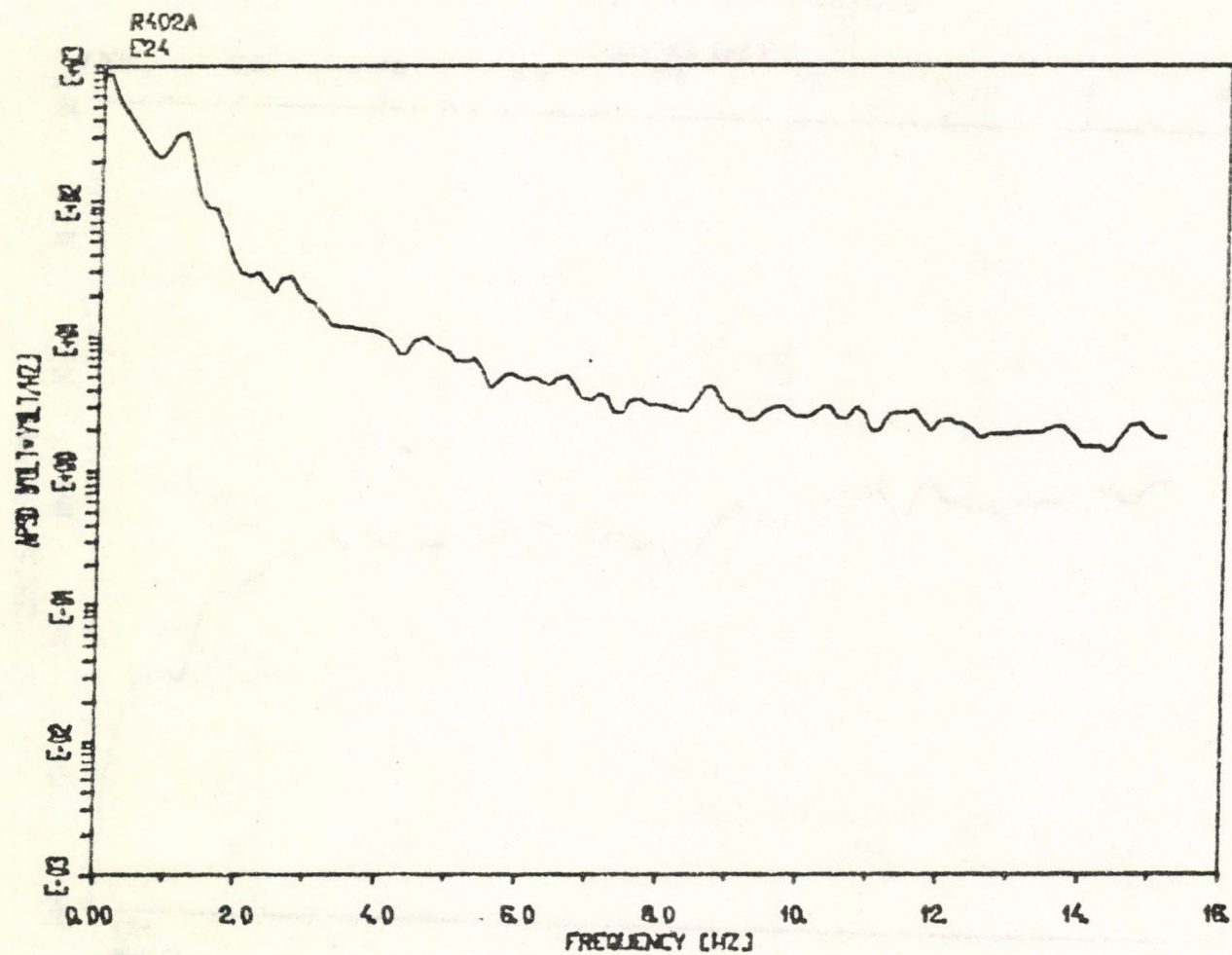


Рис. 3.2.2. АСПМ д.п.э. E24 при 40% расхода

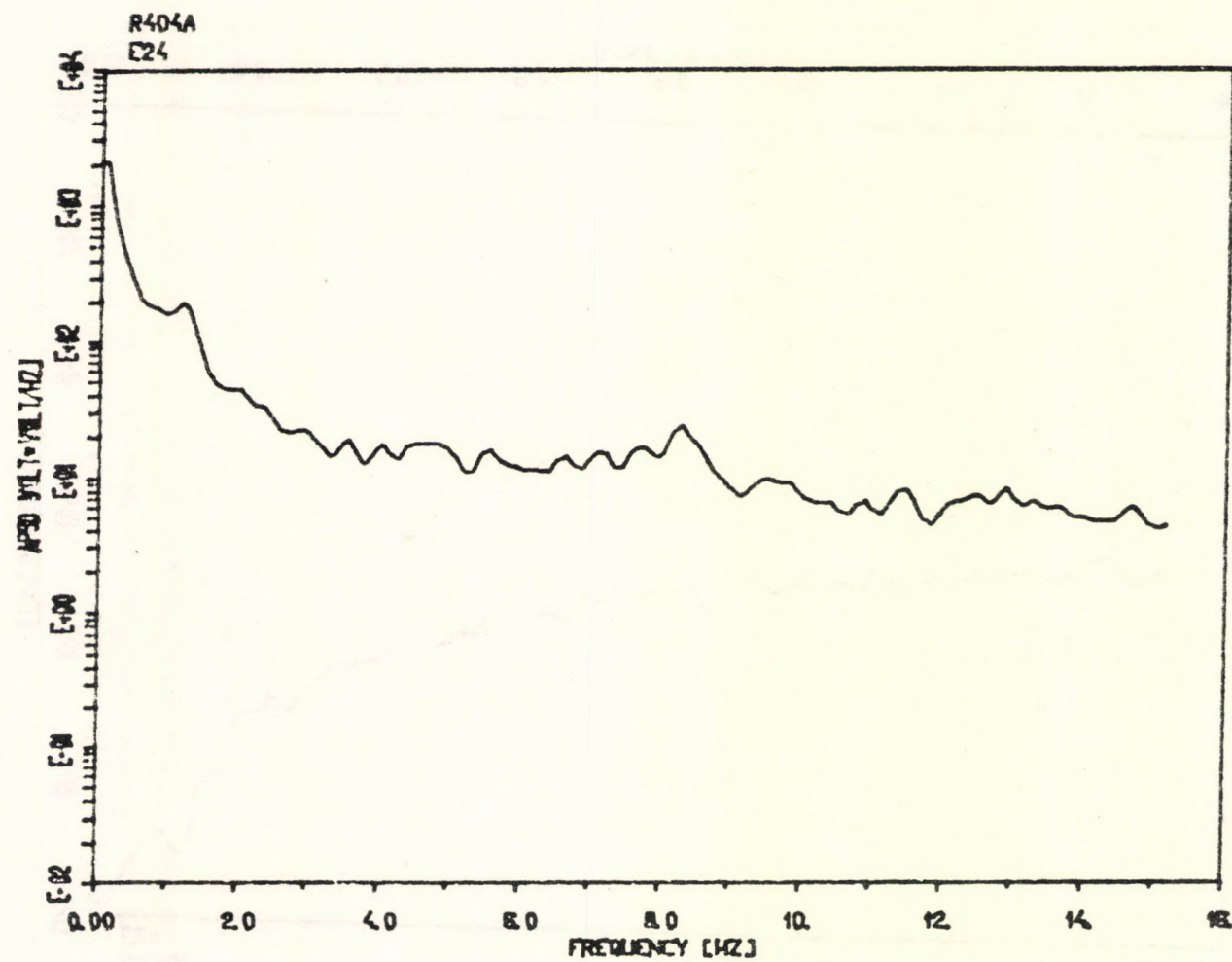


Рис. 3.2.3. АСПМ д.п.э. E24 при 30% расхода

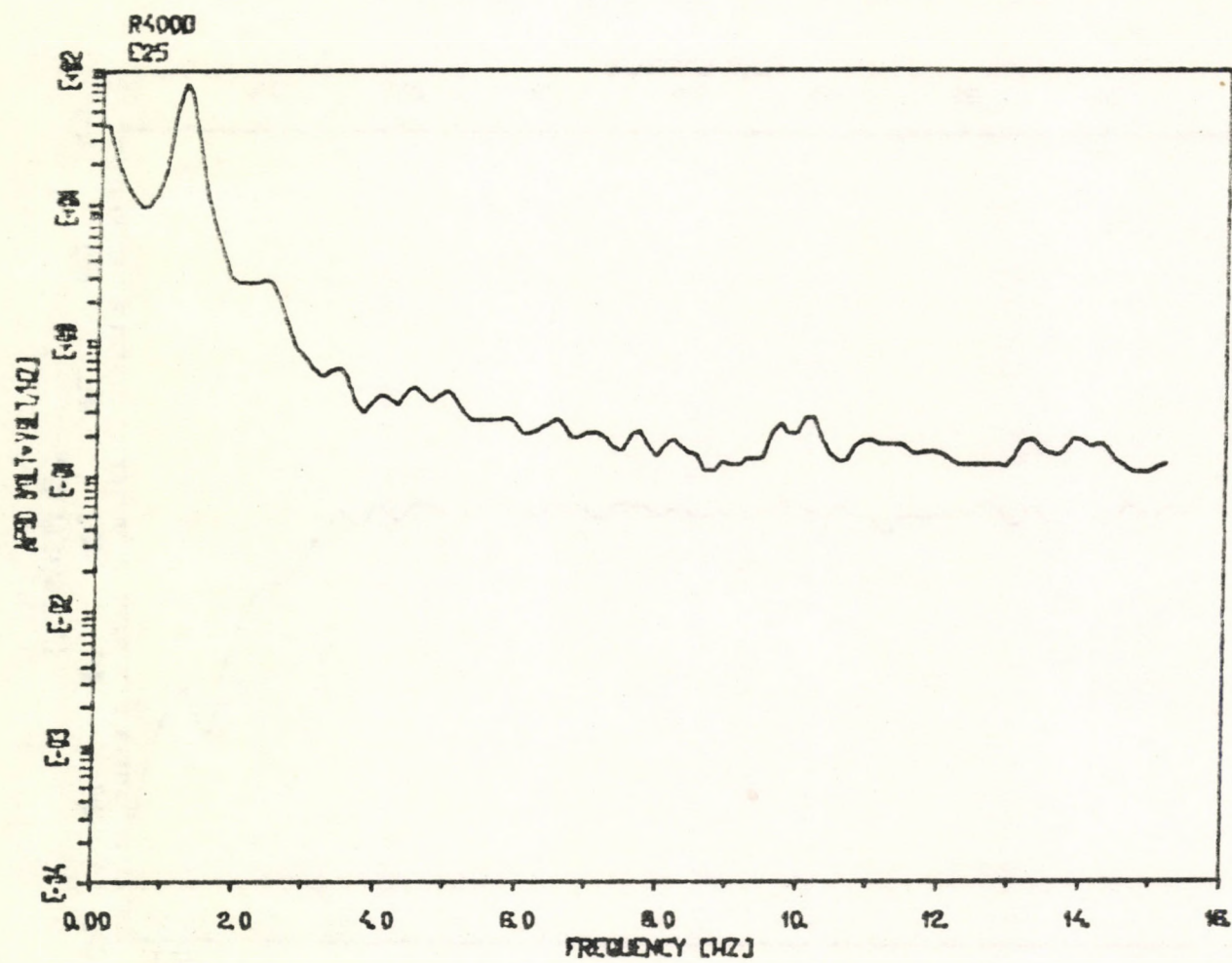


Рис. 3.3.1. АСПМ д.п.э. E25 при 100% расхода

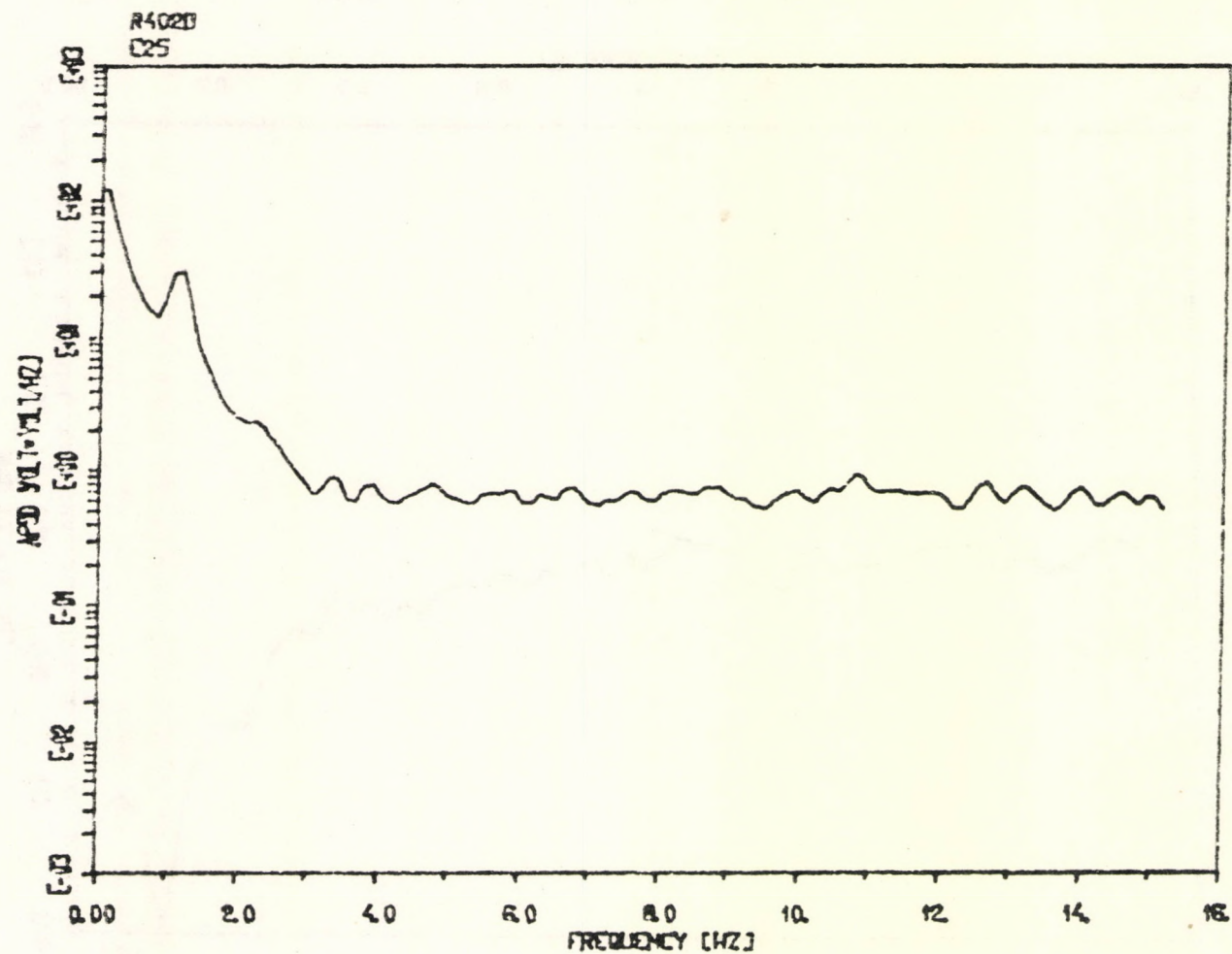


Рис. 3.3.2. АСПМ д.п.э. E25 при 40% расхода

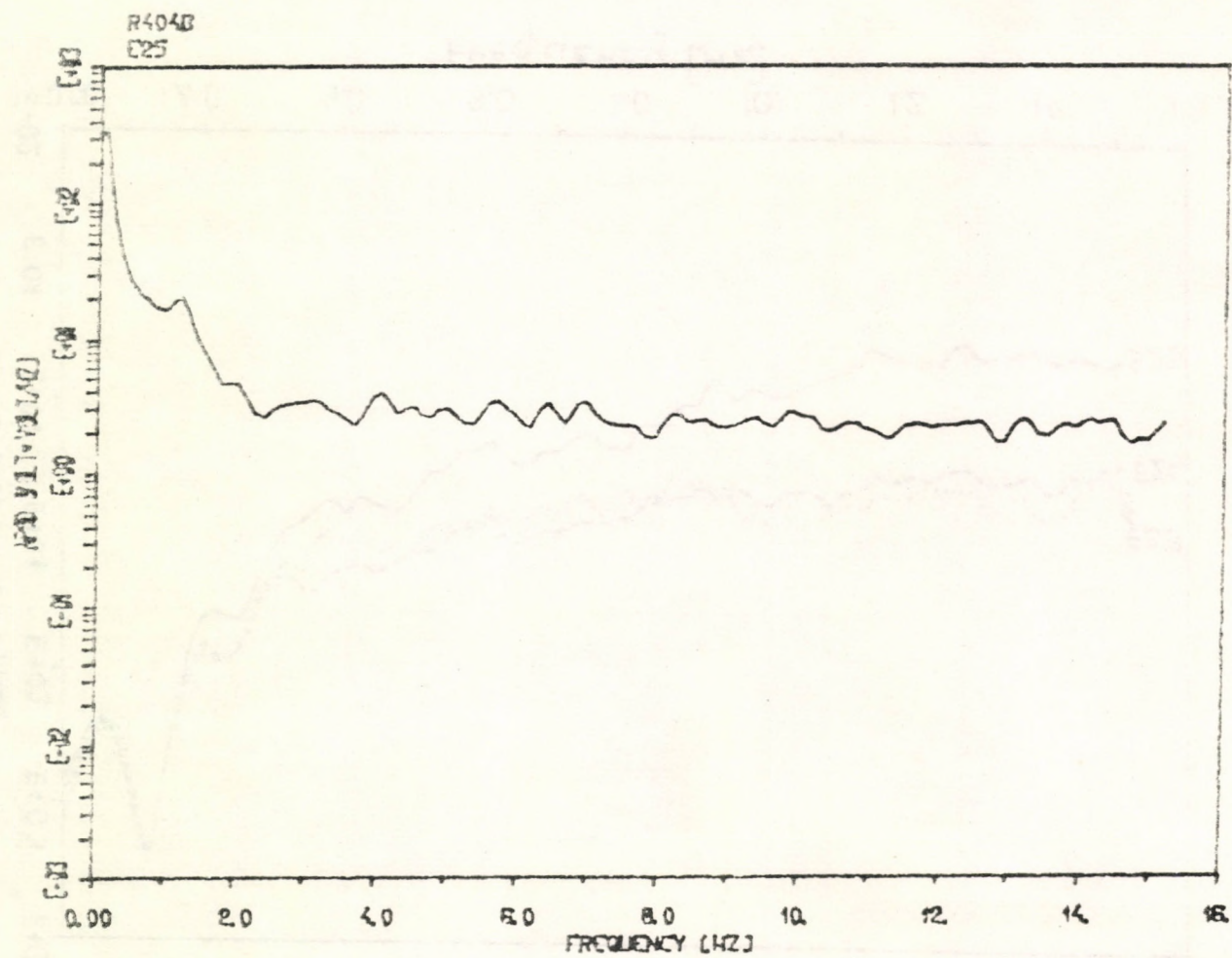


Рис. 3.3.3. АСПМ д.п.з. E25 при 30% расхода

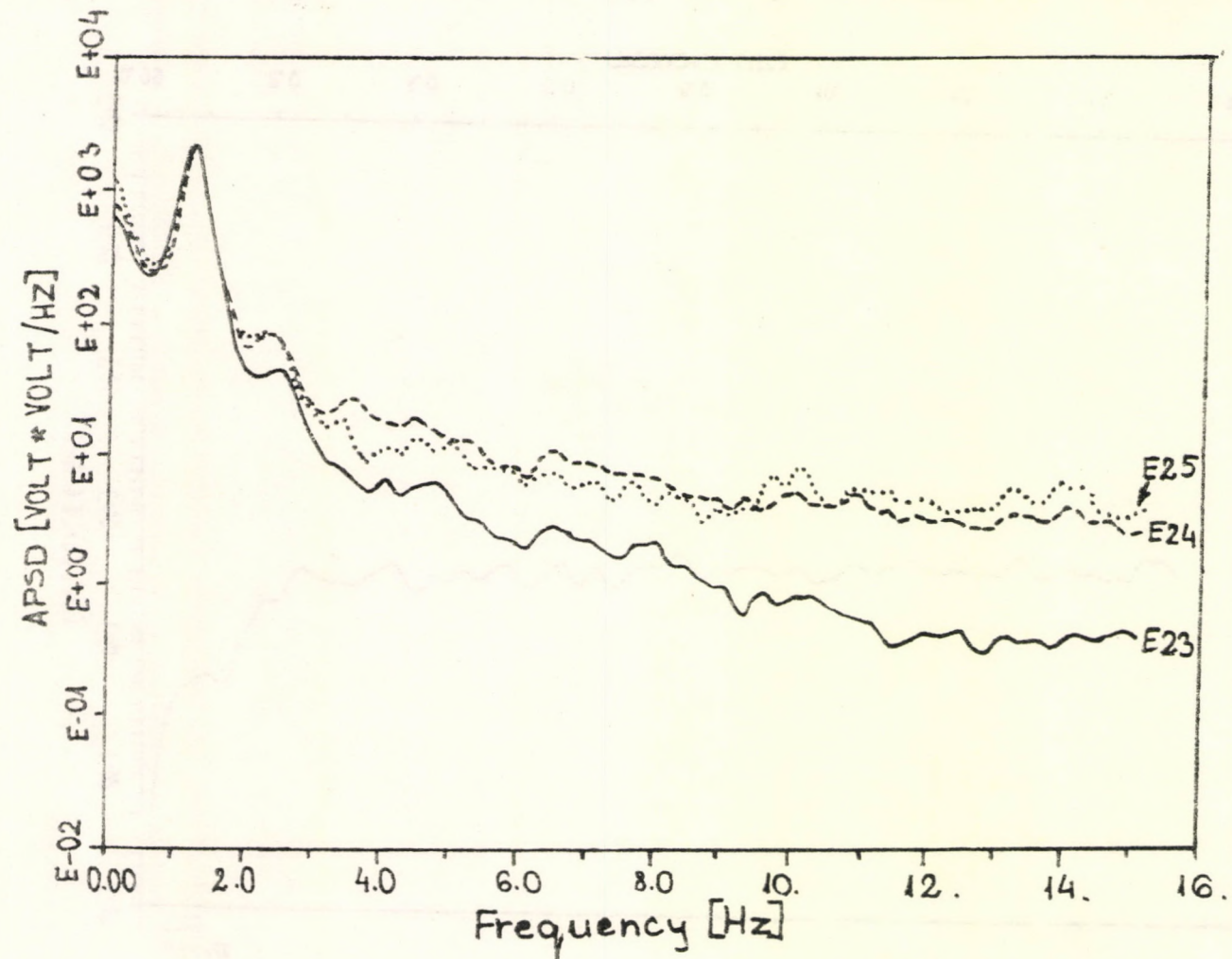


рис. 3.4. АСПМ д.п.з. E23, E24 и E25 при 100% расхода

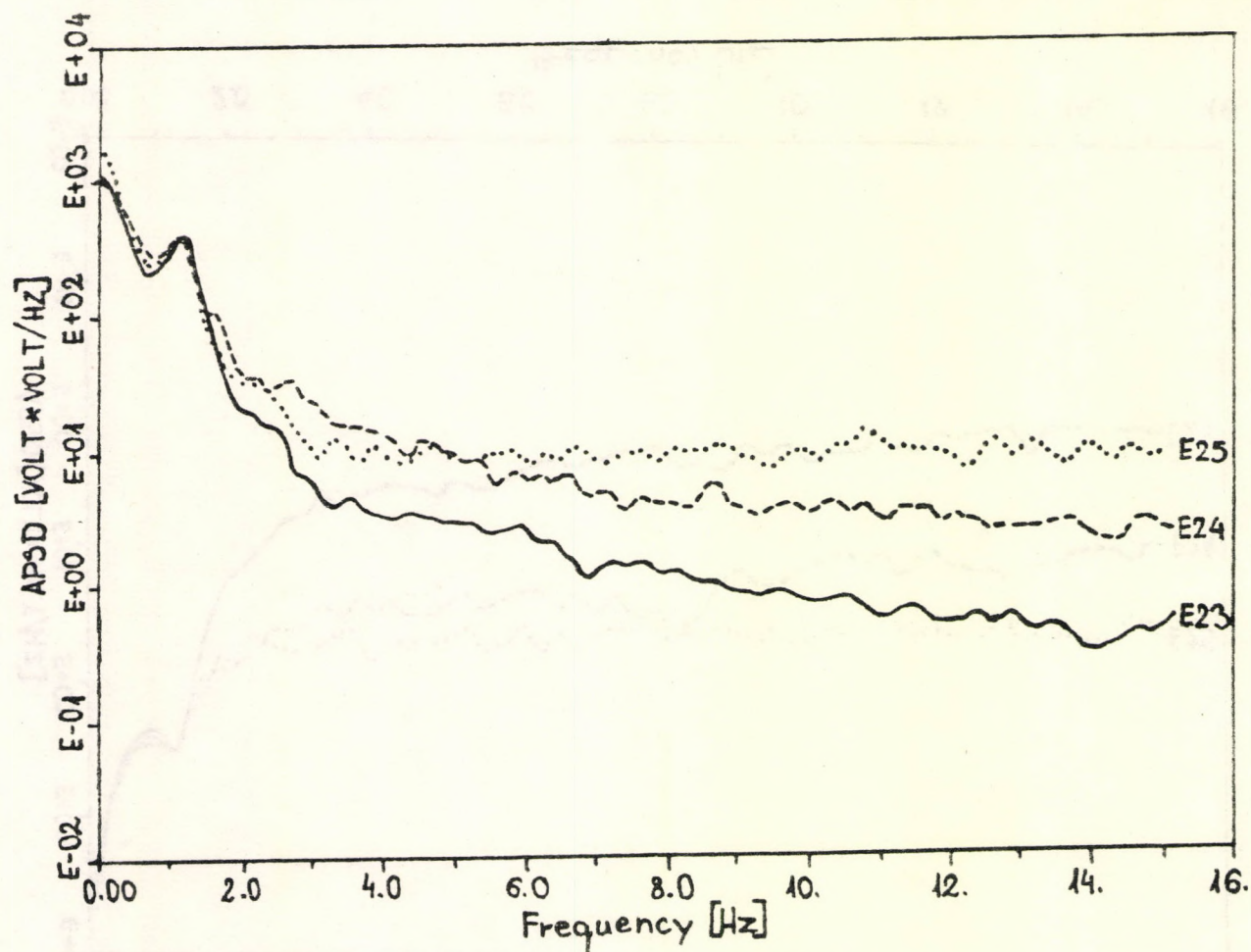


Рис. 3.5. АСПМ д.п.з. E23, E24 и E25 при 40% расхода

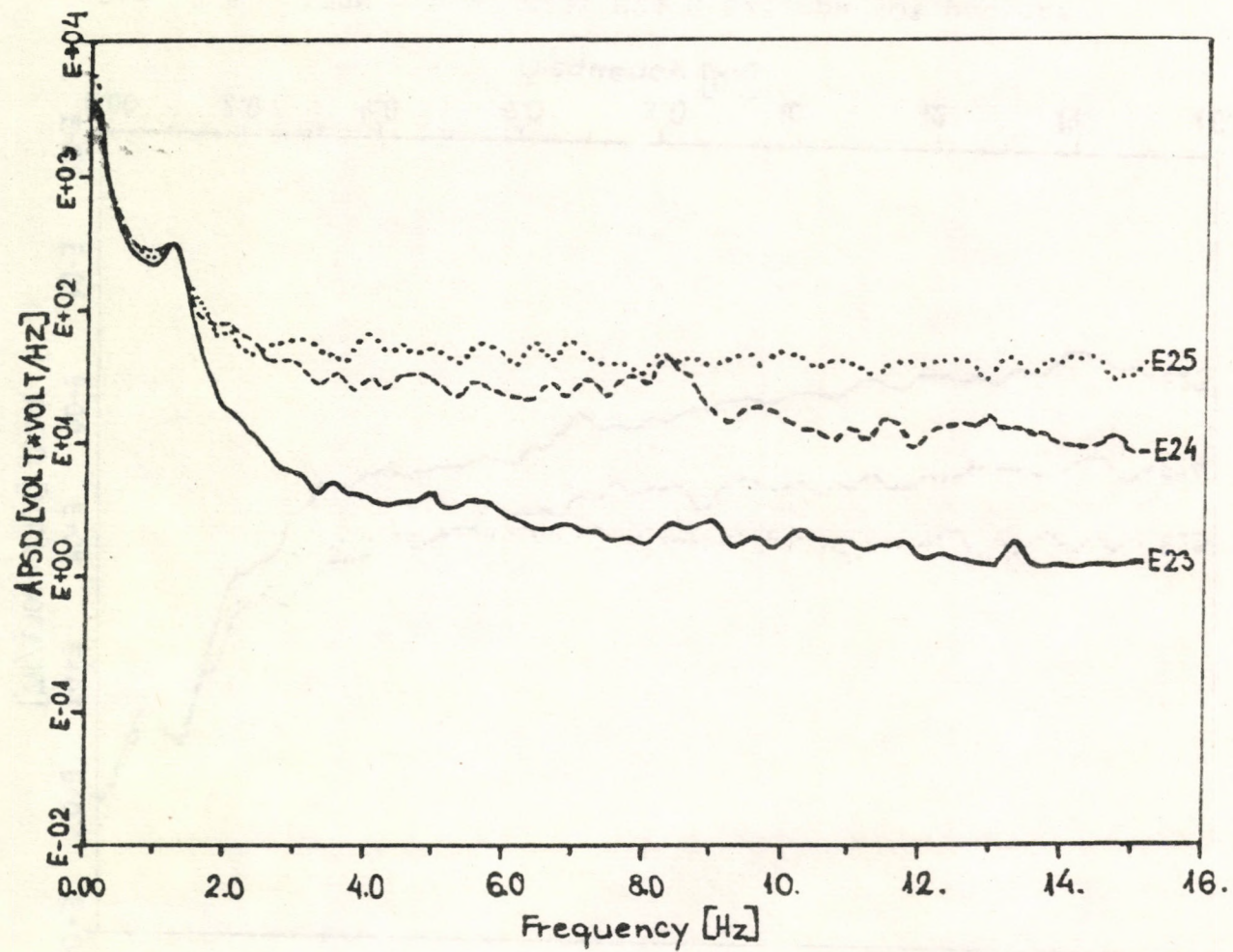


Рис. 3.6. АСПМ д.п.з. E23, E24 и E25 при 30% расхода

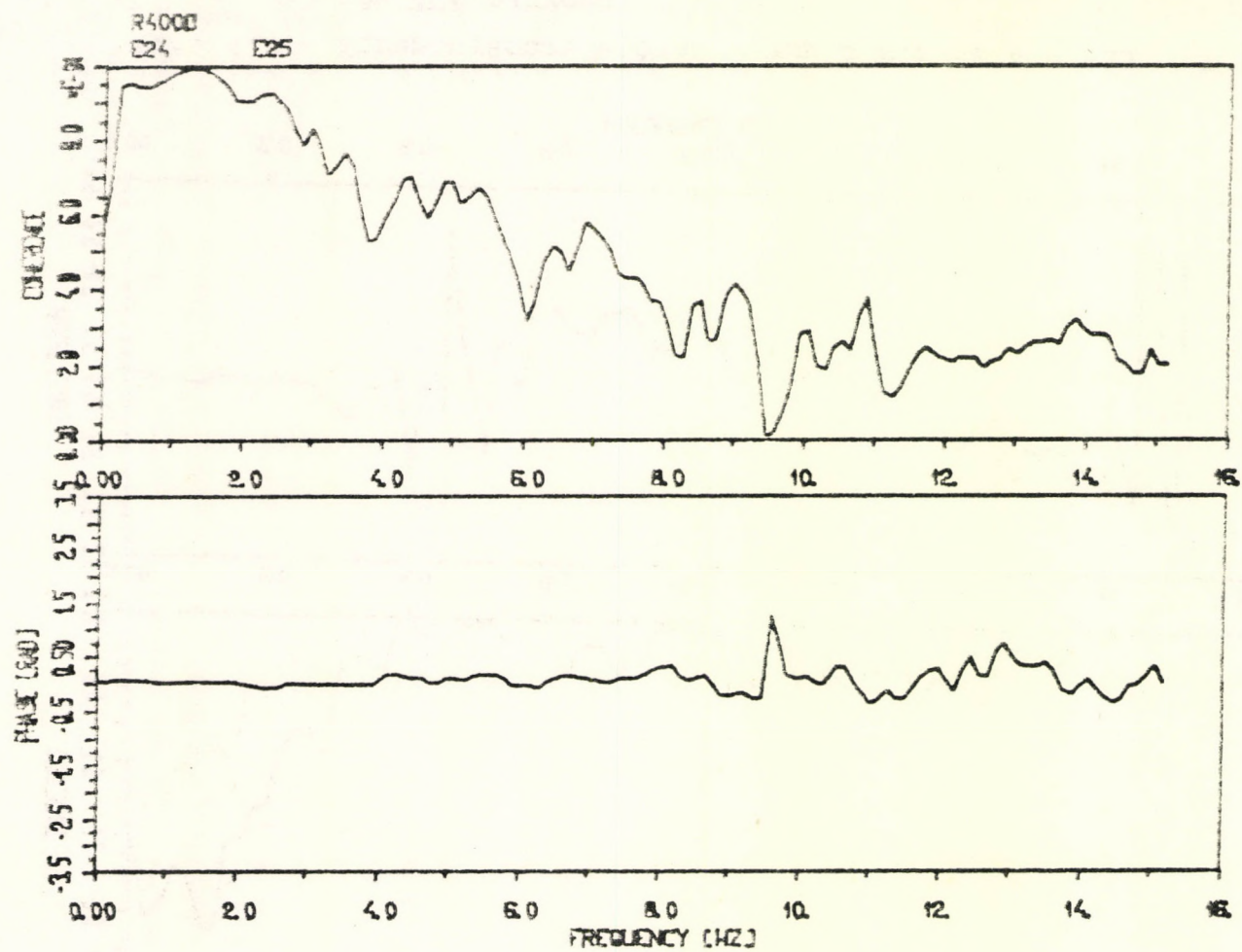


Рис. 4.1. Когерентность и фаза между д.п.з. E24 и E25
при 100% расходе

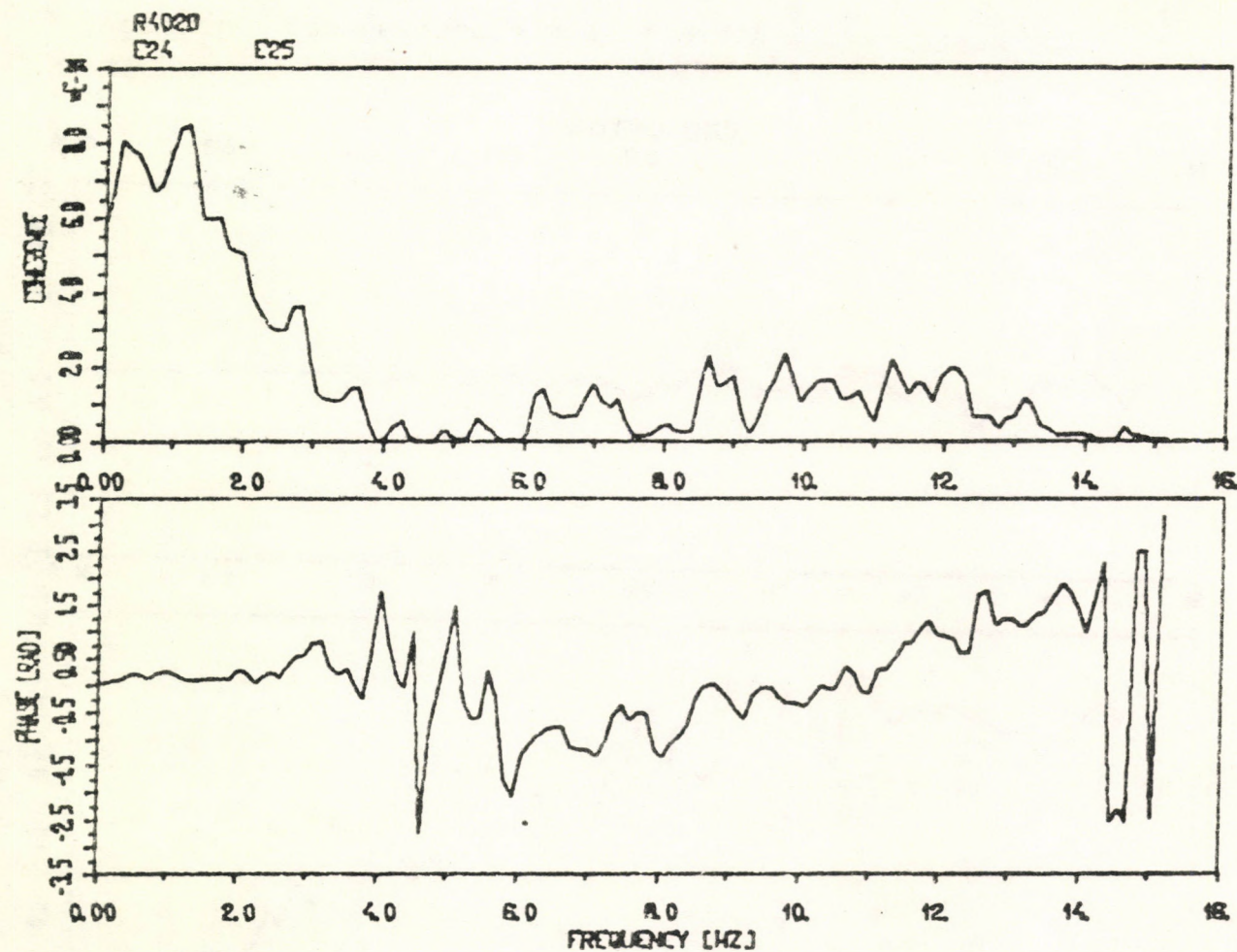


Рис. 4.2. Когерентность и фаза между д.п.з. E24 и E25
при 40% расхода

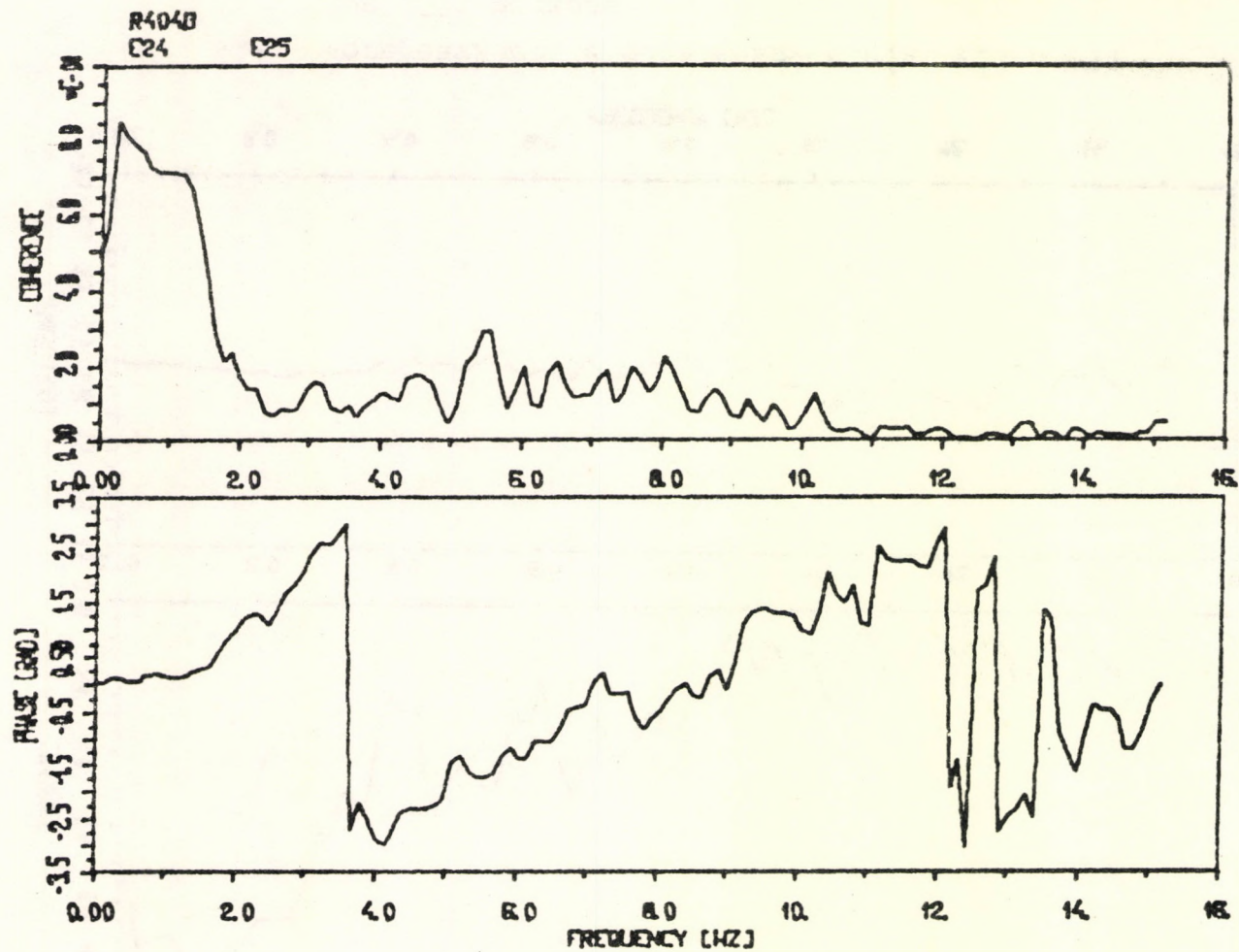


Рис. 4.3. Когерентность и фаза между д.п.з. E24 и E25
при 30% расхода

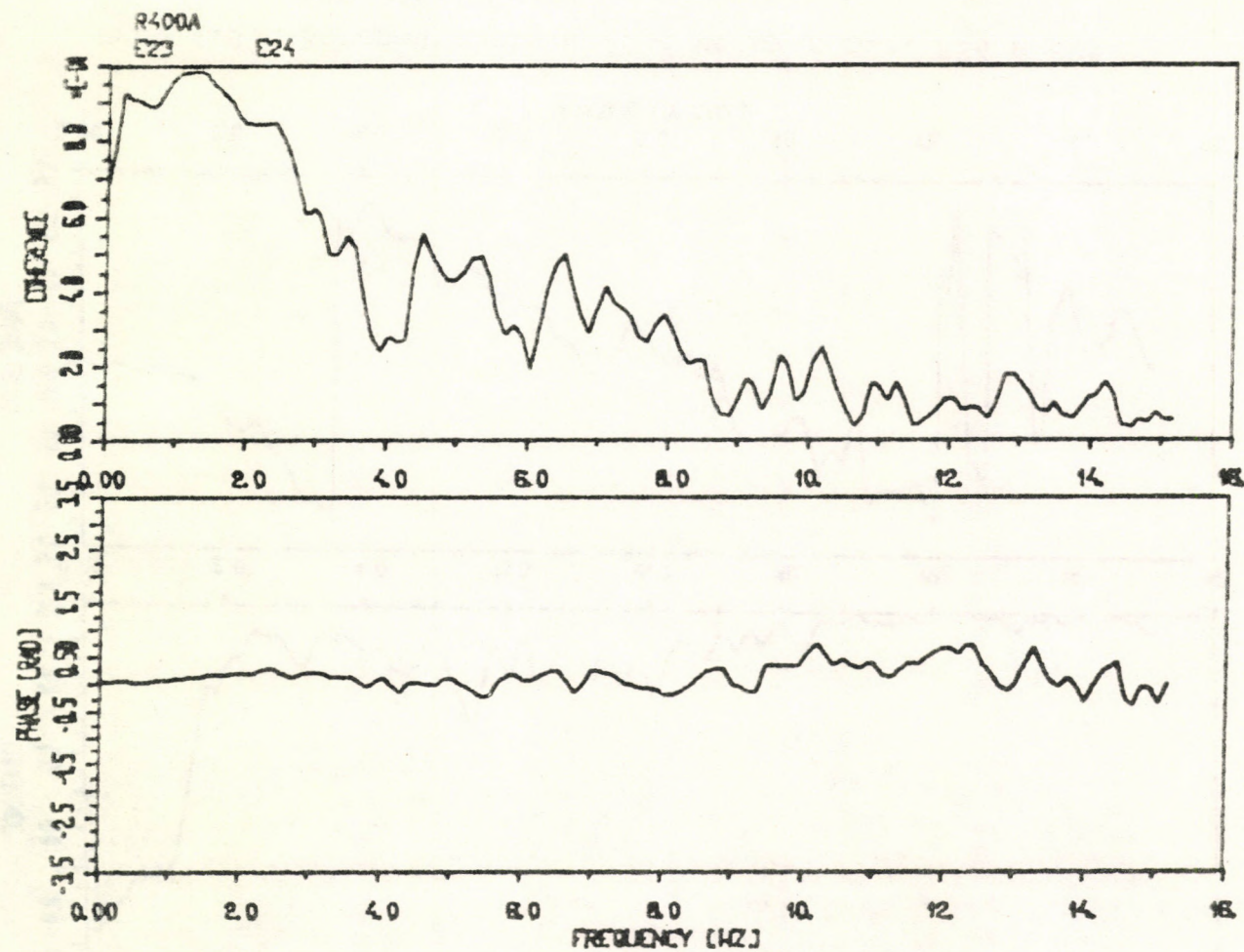


Рис. 4.4. Когерентность и фаза между д.п.з. E23 и E24
при 100% расхода

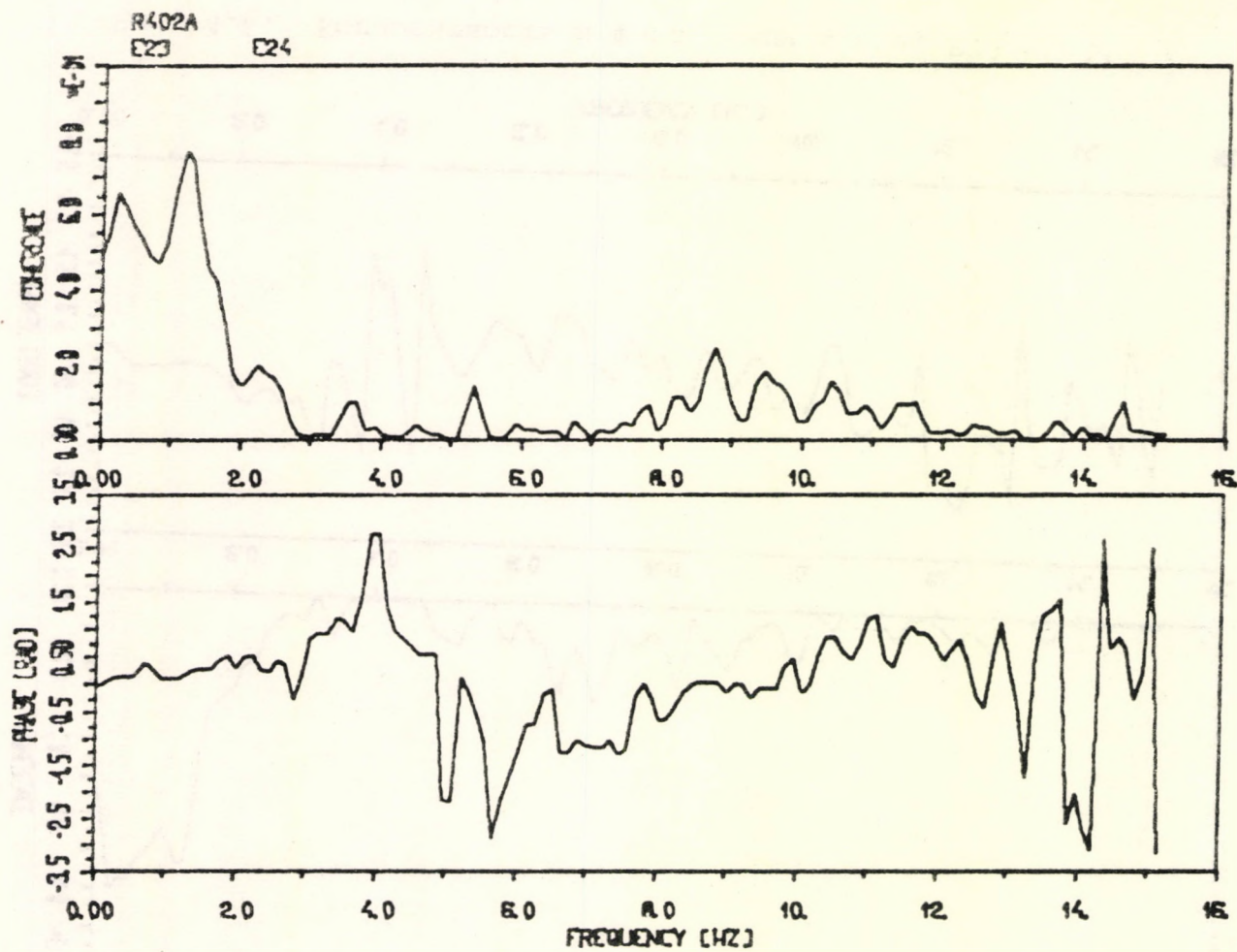


Рис. 4.5. Когерентность и фаза между д.п.э. E23 и E24
при 40% расхода

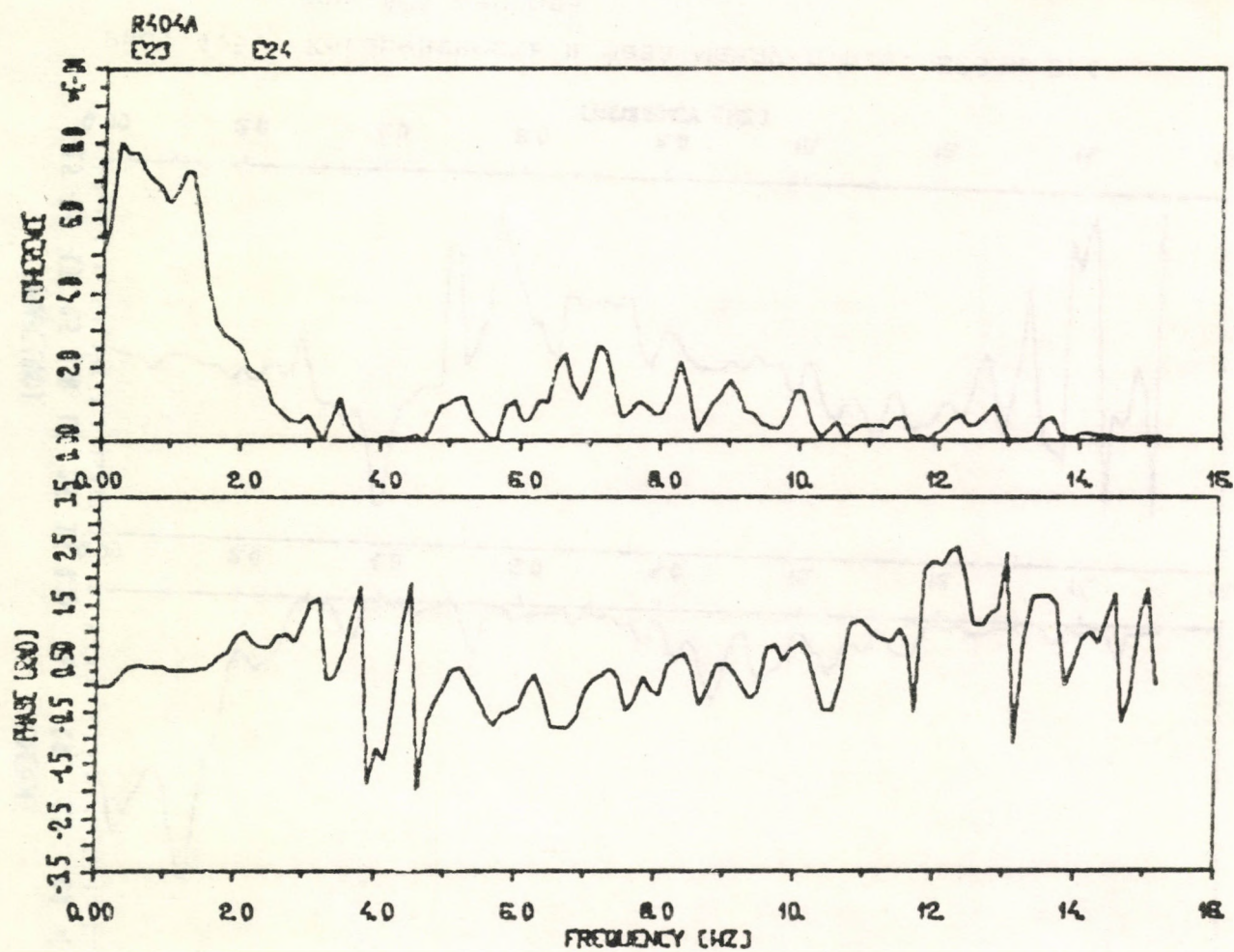


Рис. 4.6. Когерентность и фаза между д.п.з. E23 и E24
при 30% расхода

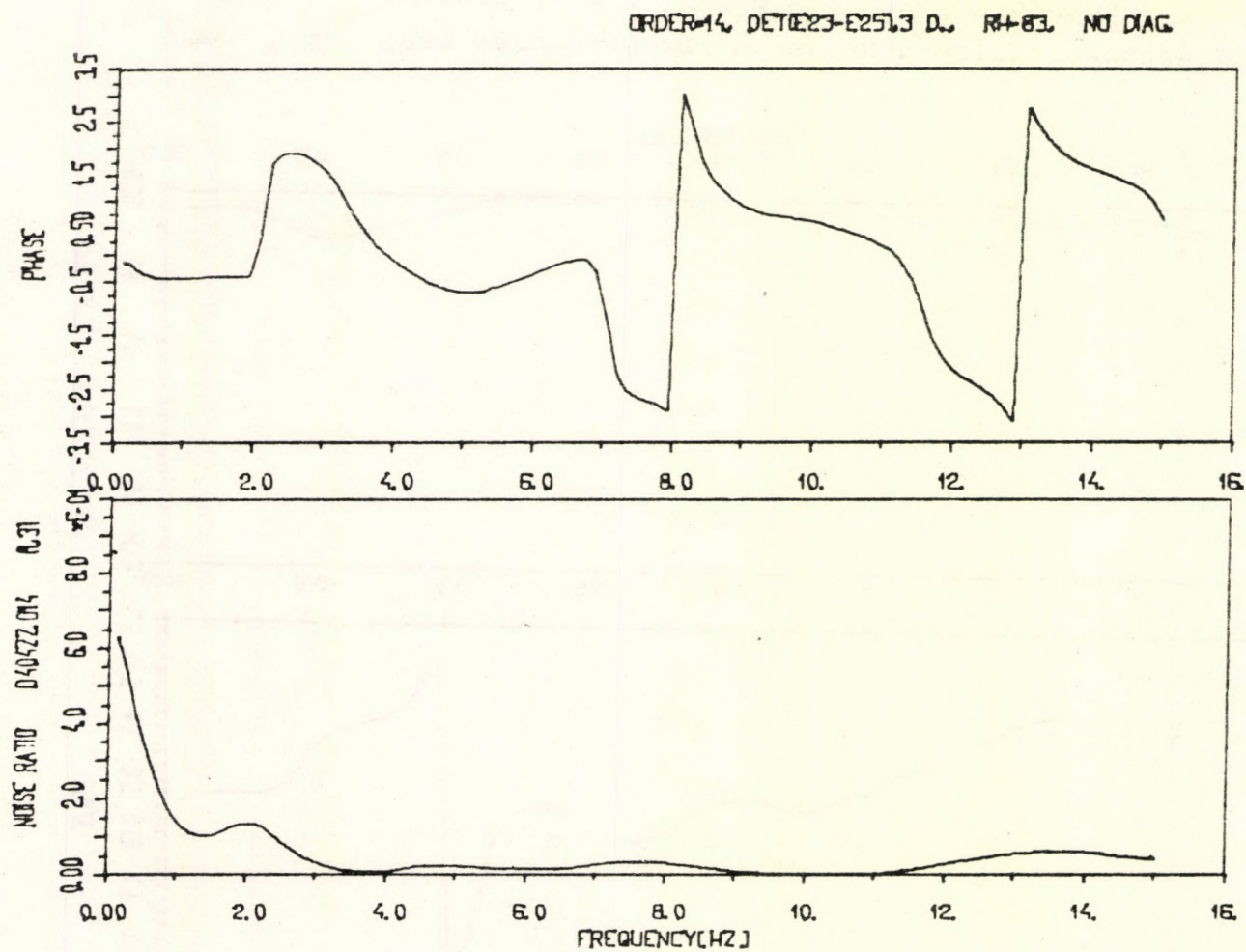


Рис. 5.1. Фаза рассчитанная применением авторегрессивного анализа /д.п.з. E23 и E25 при 30% расхода/

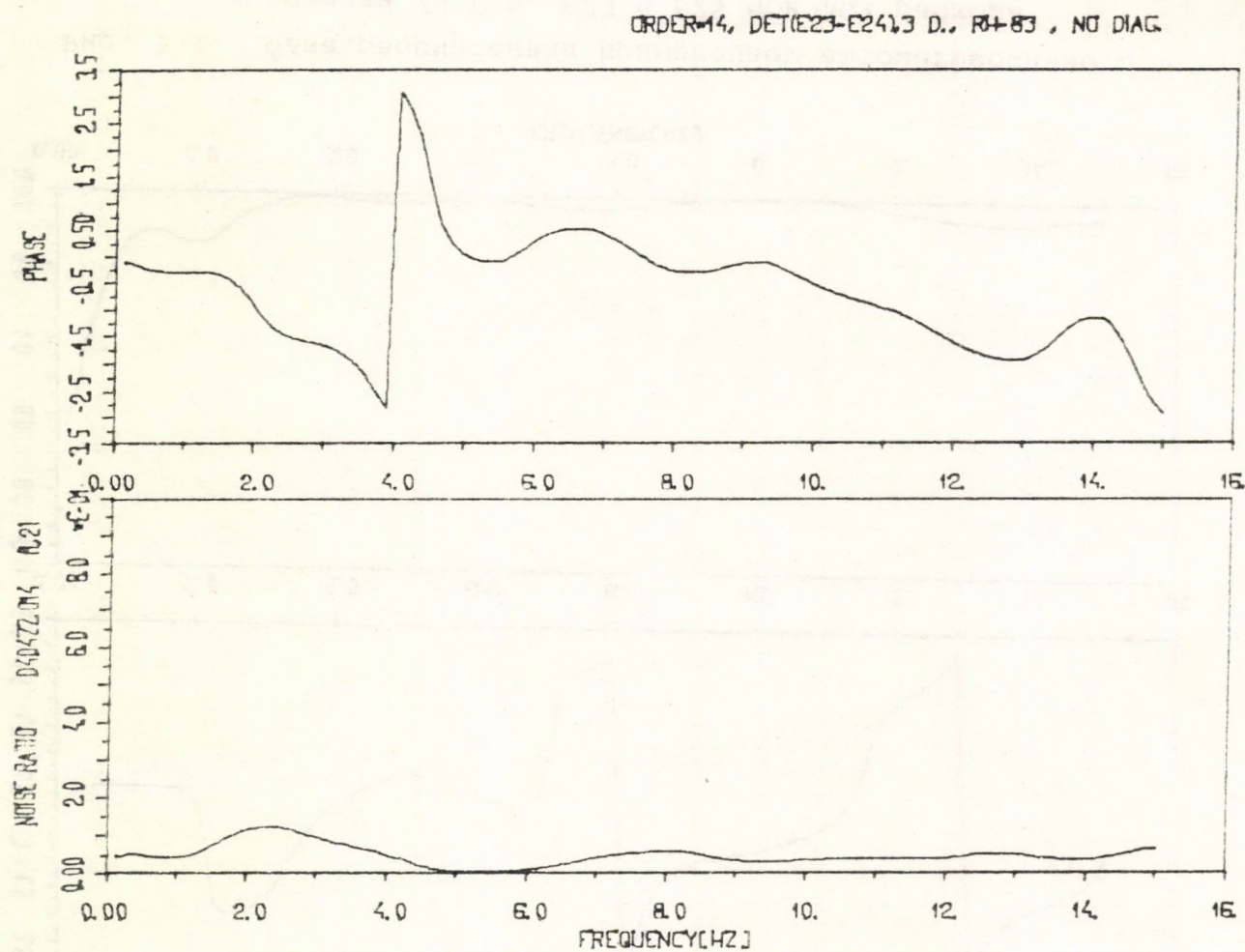


Рис. 5.2. Фаза рассчитанная применением авторегрессивного анализа /д.п.з. E23 и E24 при 30% расхода/

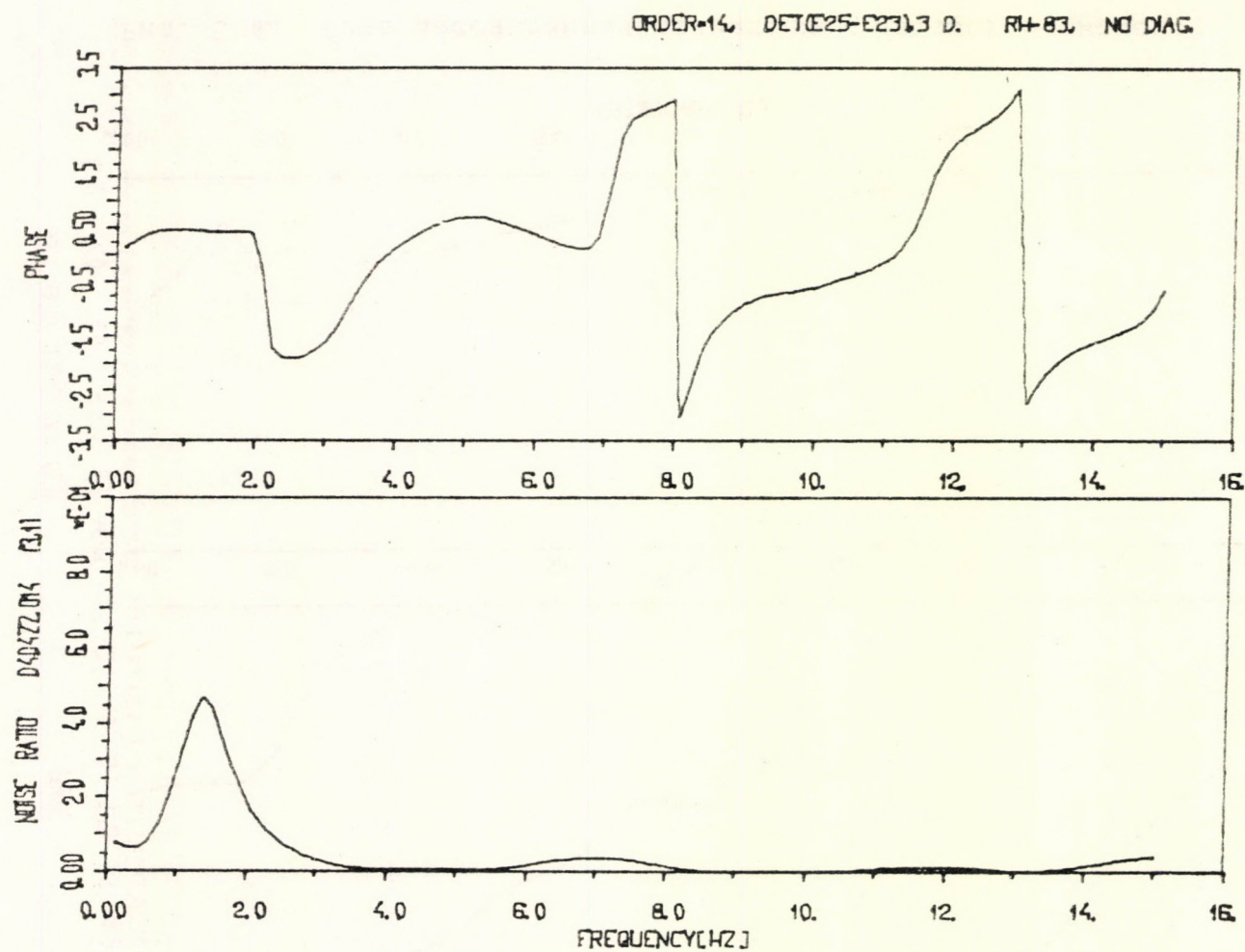


Рис. 5.3. Фаза рассчитанная применением авторегрессивного анализа /д.п.э. E25 и E23 при 30% расхода/

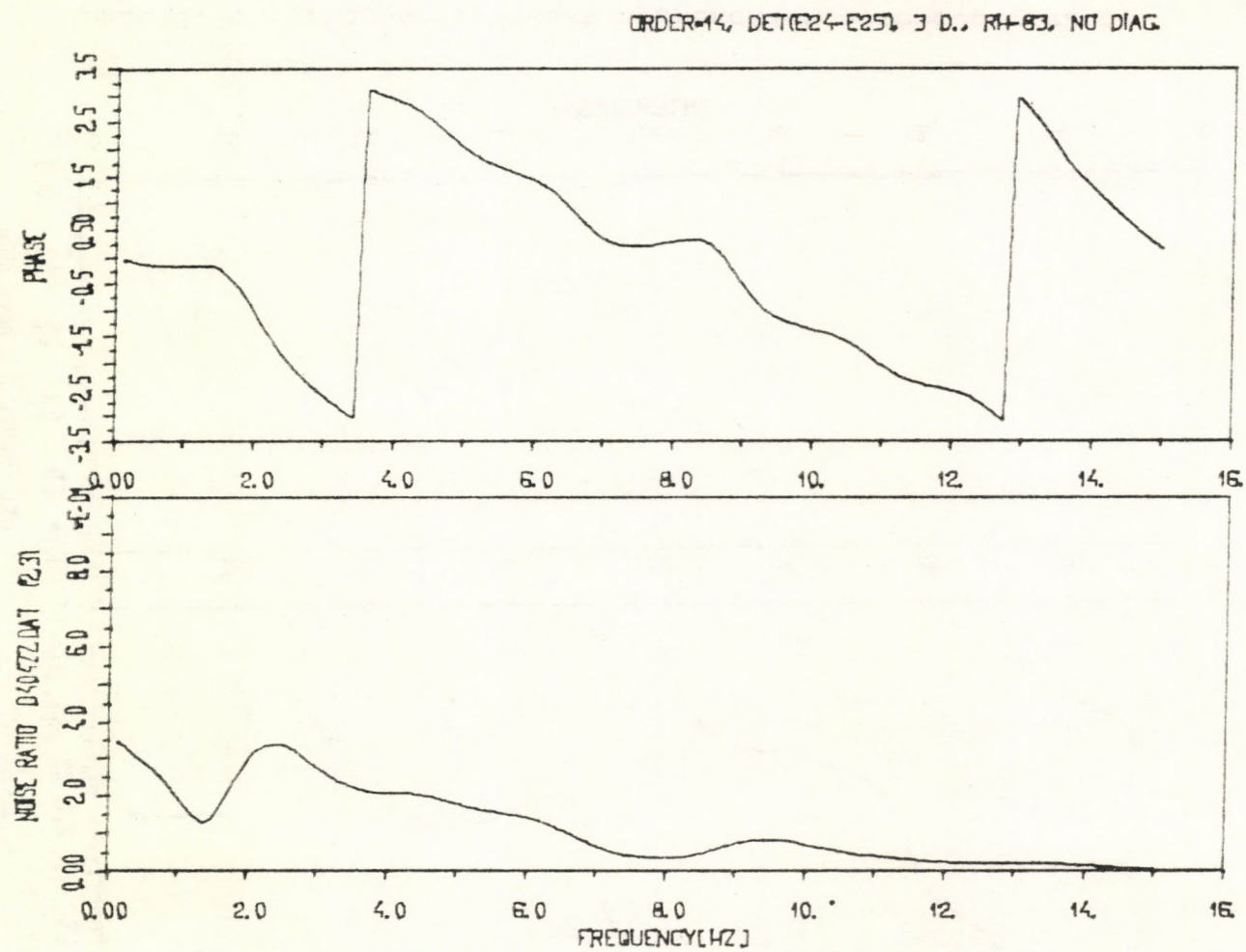


Рис. 5.4. Фаза рассчитанная применением авторегрессивного анализа /д.п.э. E24 и E25 при 30% расхода/

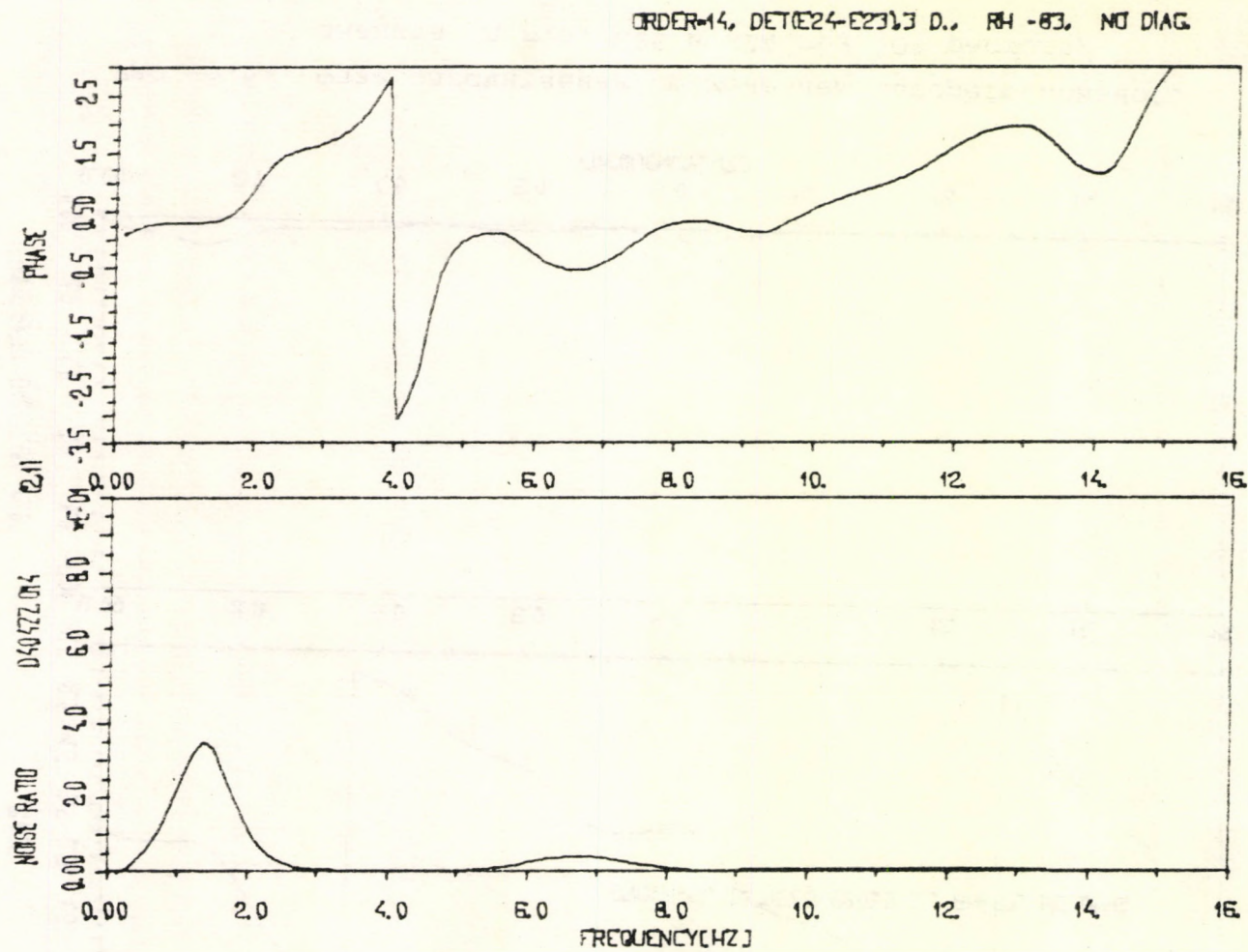


Рис. 5.5. Фаза рассчитанная применением авторегрессивного анализа /д.п.з. E24 и E23 при 30% расхода/

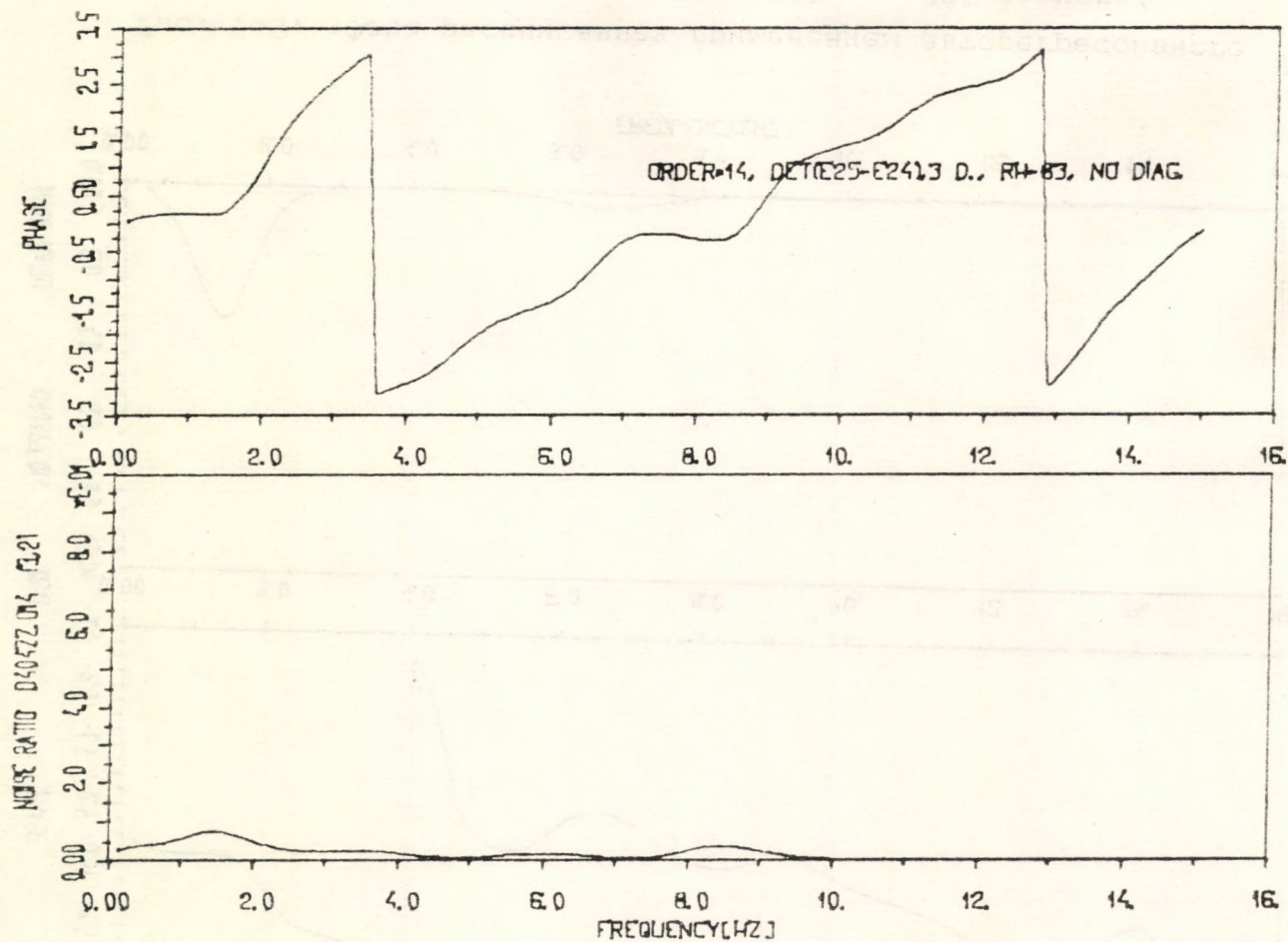


Рис. 5.6. Фаза рассчитанная применением авторегрессивного анализа /д.п.з. E25 и E24 при 30% расхода/

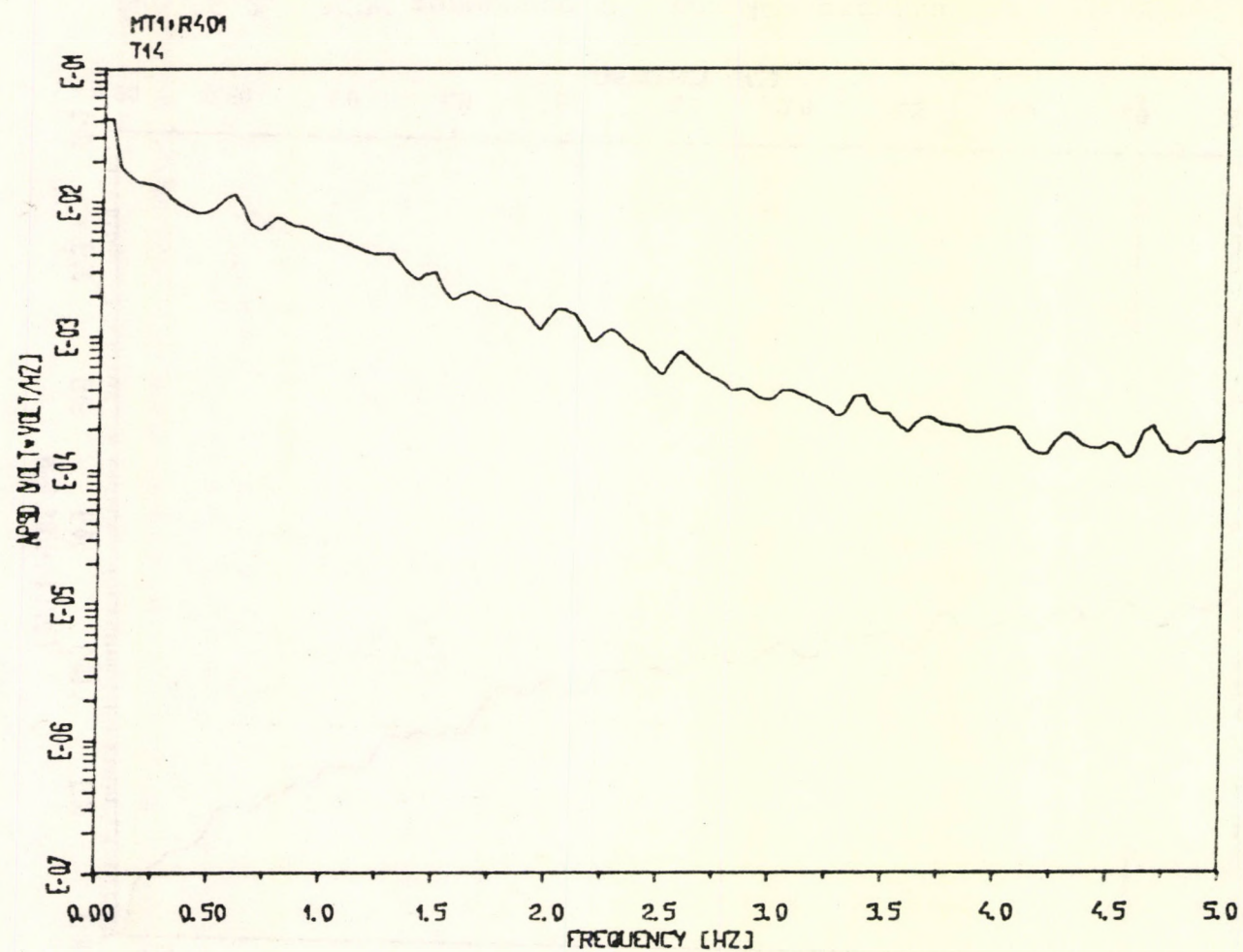


Рис. 6.1. АСПМ термопара Т14 при 100% расхода

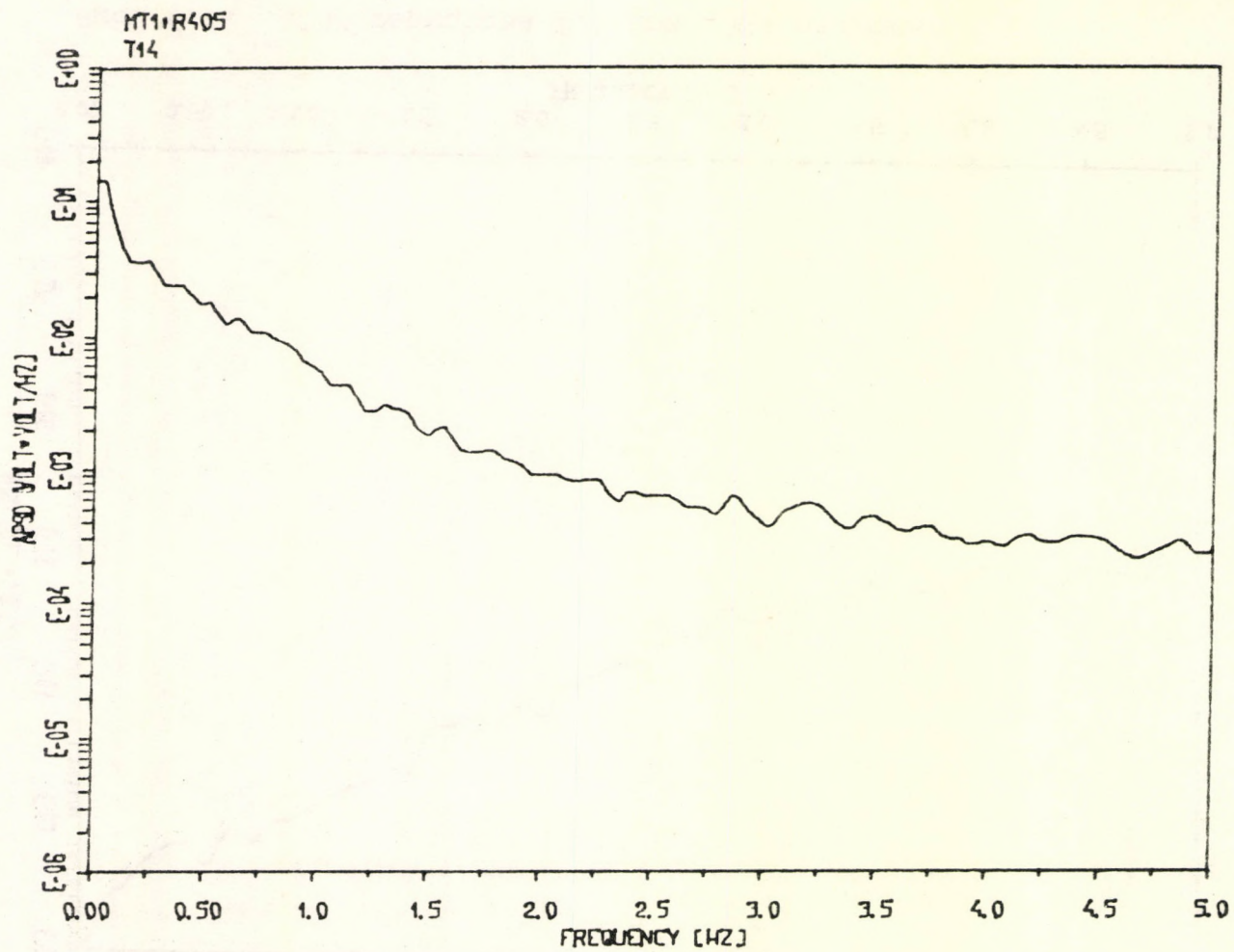


Рис. 6.3. АСПМ термопаре T14 при 30% расхода

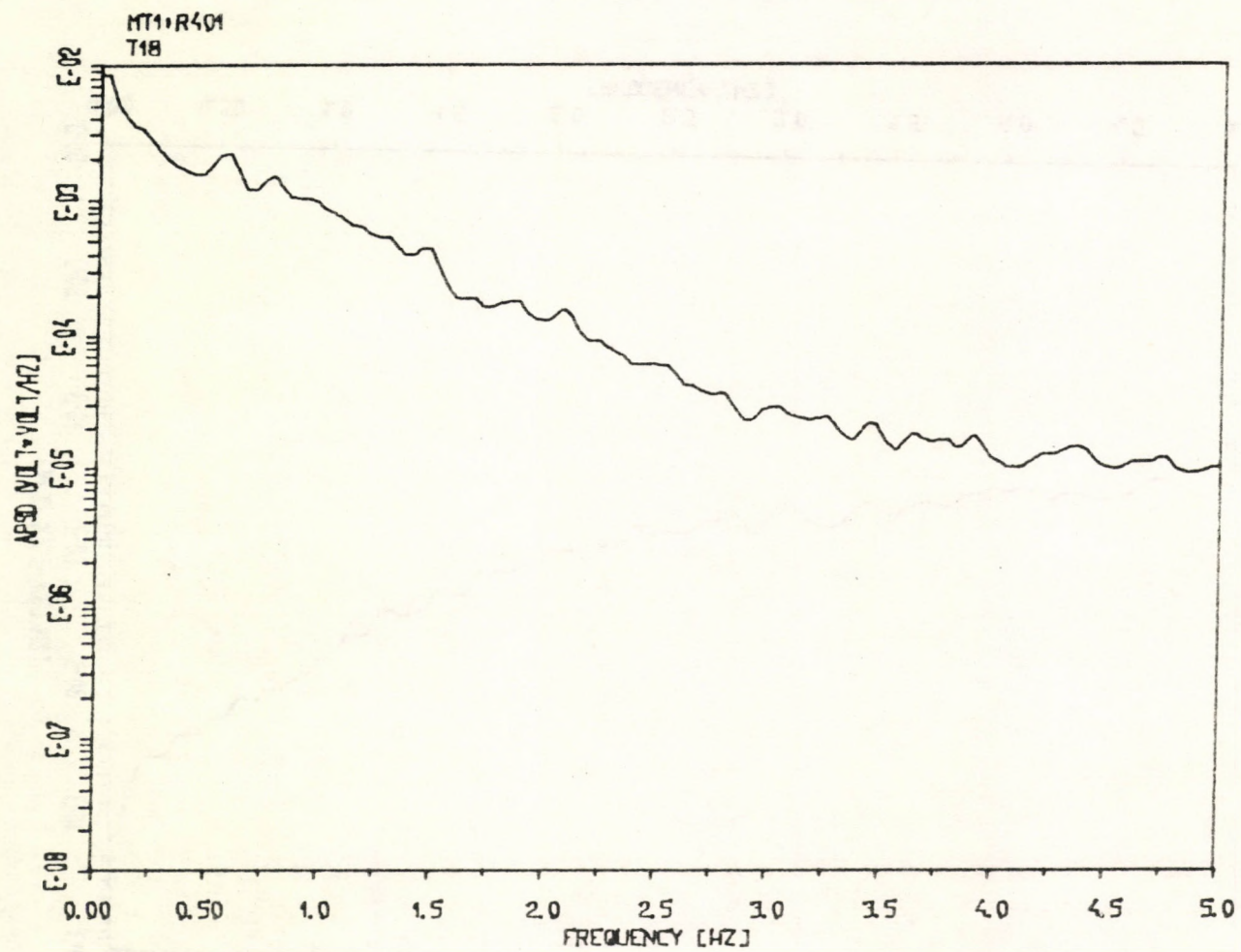


Рис. 6.4. АСПМ термопара T18 при 100% расхода

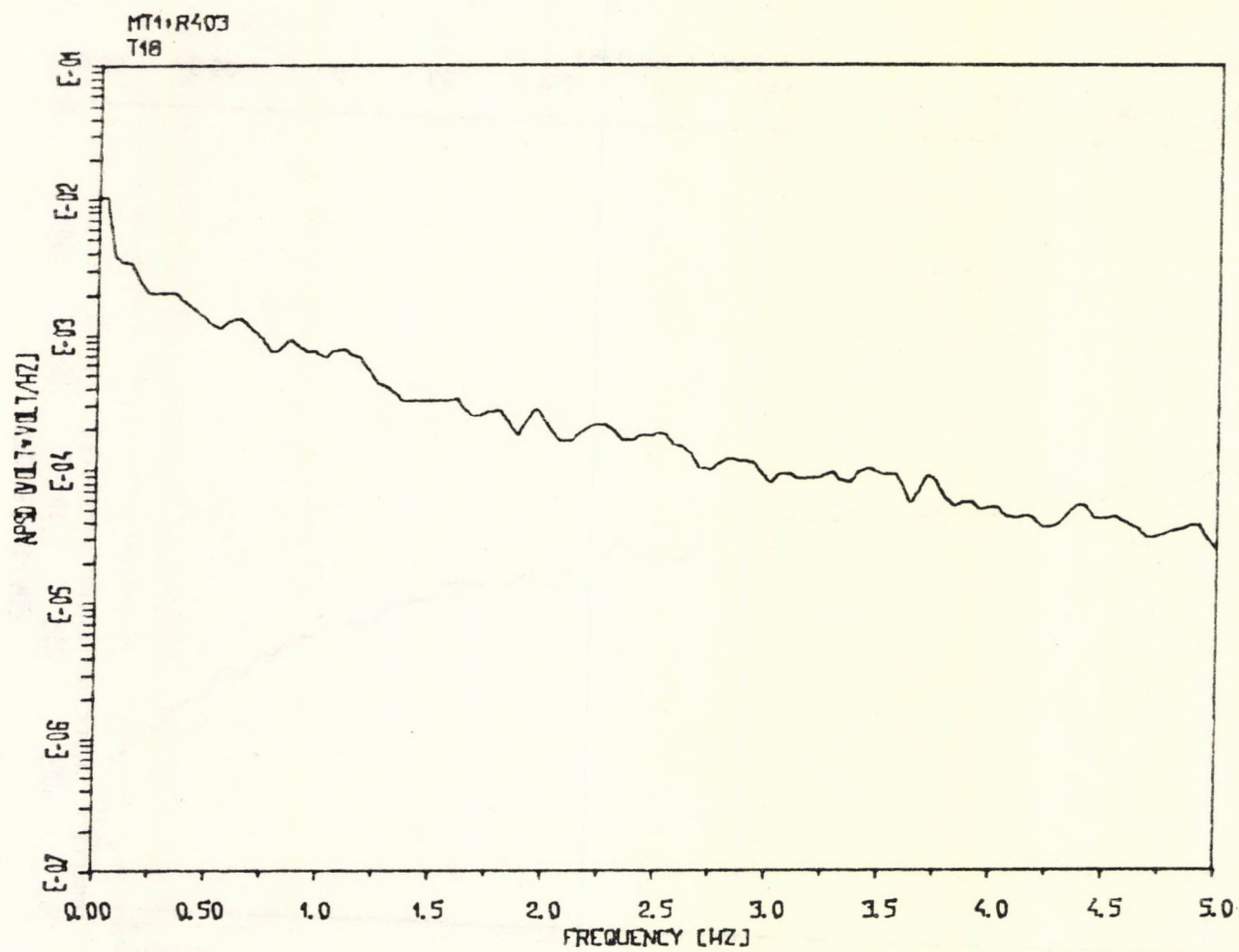


Рис. 6.5. АСПМ термопара Т18 при 40% расхода

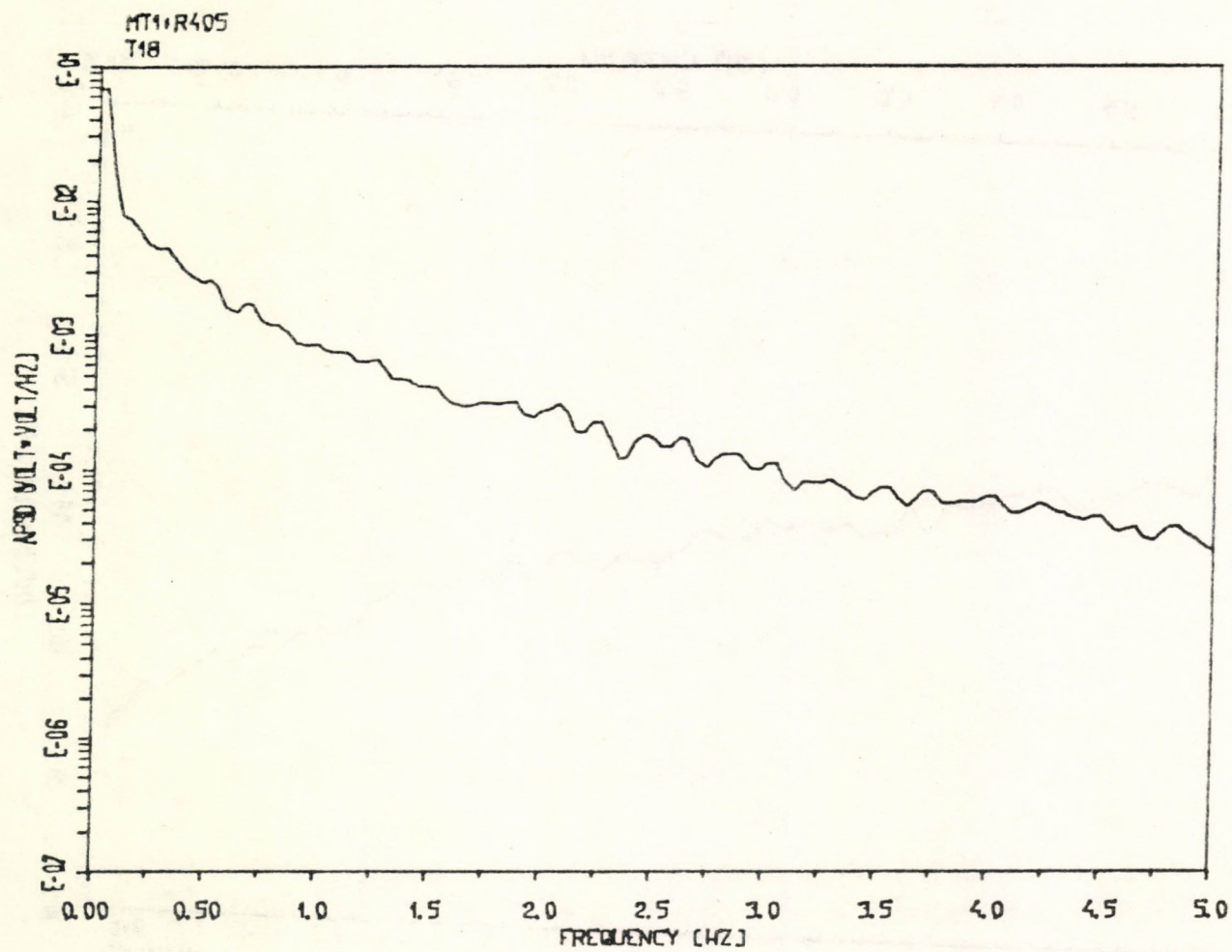


Рис. 6.6. АСПМ термолара T18 при 30% расхода

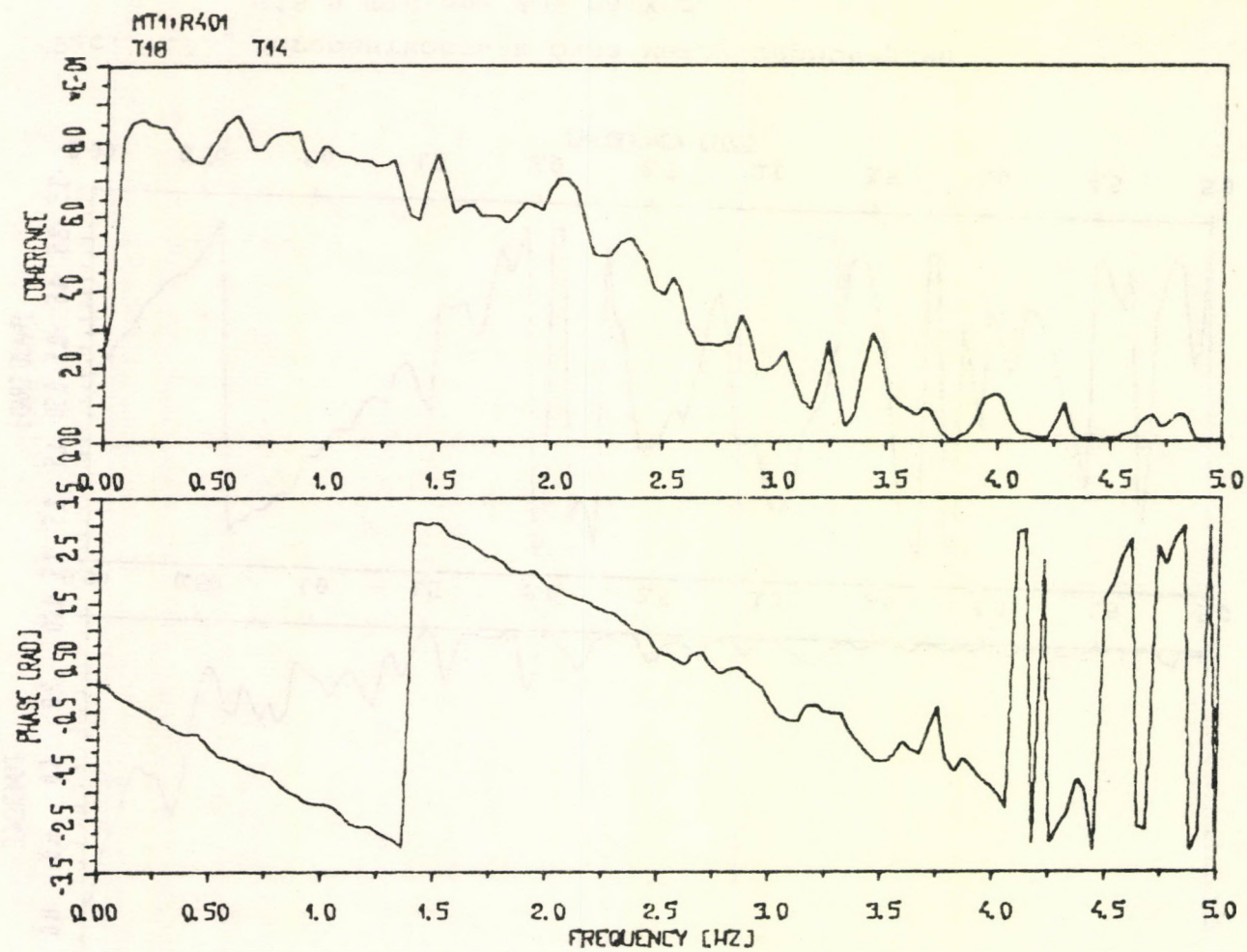


Рис. 7.1. Когерентность и фаза между термопарами
T18 и T14 при 100% расхода

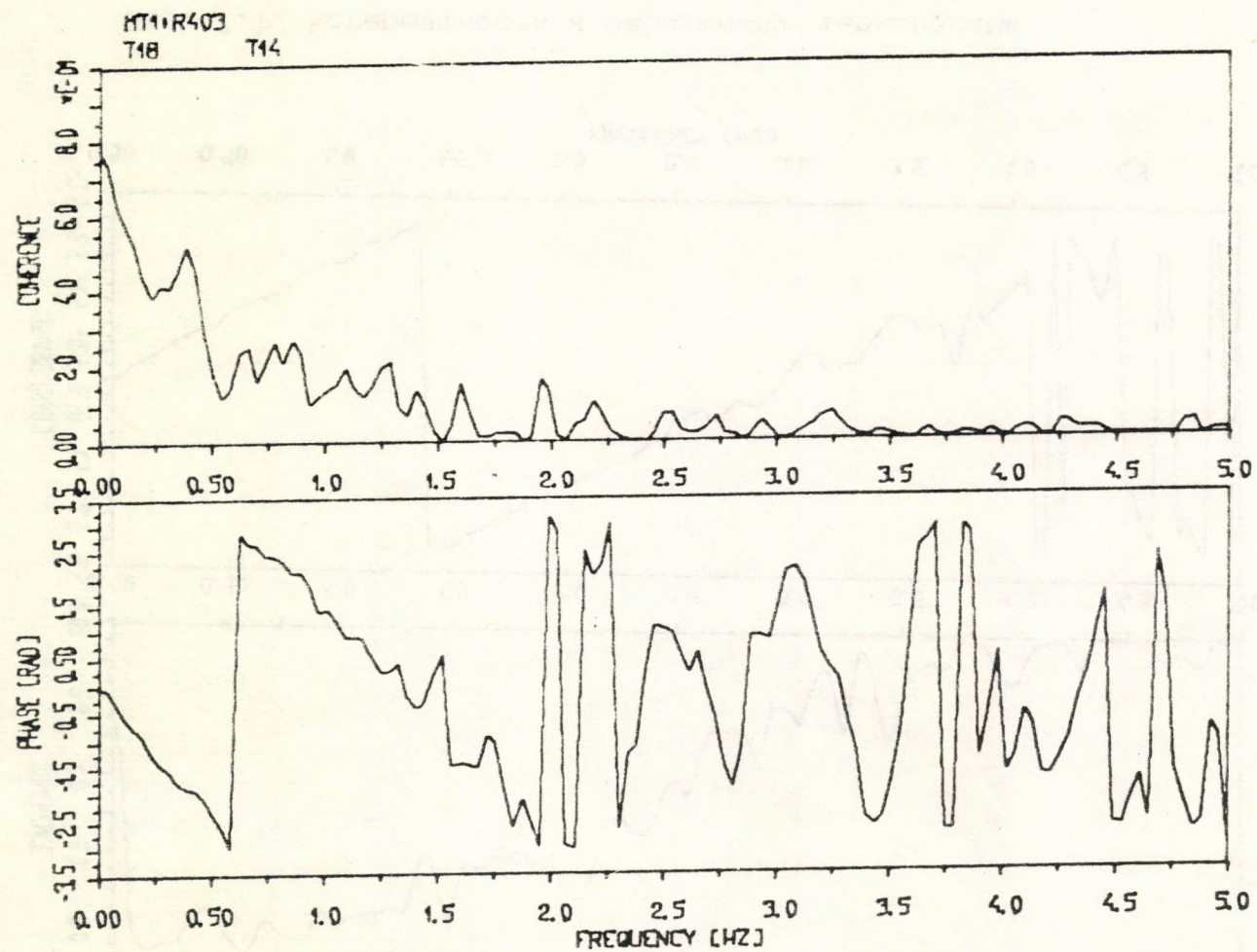


Рис. 7.2. Когерентность и фаза между термопарами
T18 и T14 при 40% расхода

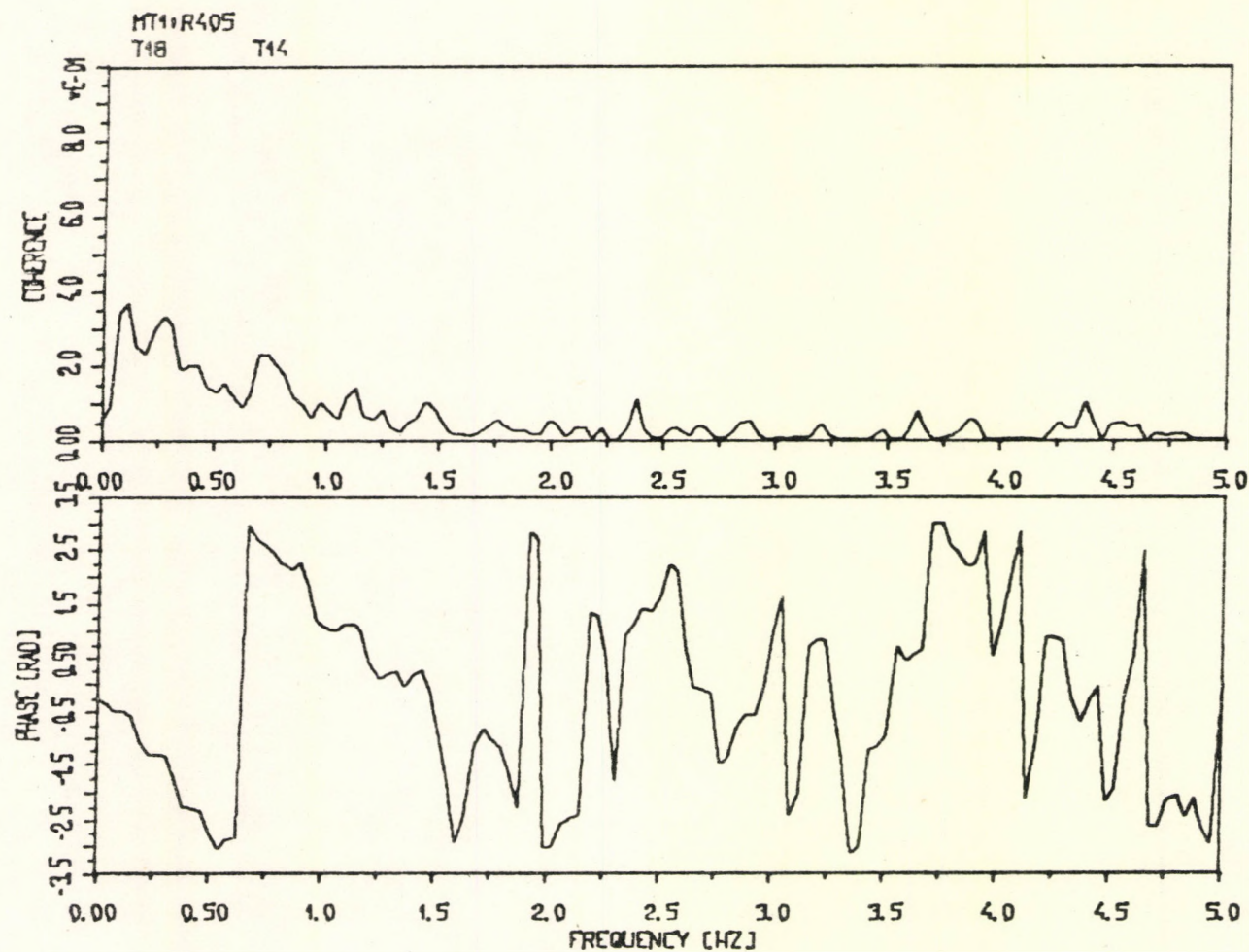


Рис. 7.3. Когерентность и фаза между термопарами
T18 и T14 при 30% расхода

1914-15

1915-16





Kiadja a Központi Fizikai Kutató Intézet
Felelős kiadó: Gyimesi Zoltán
Szakmai lektor: Lux Iván
Nyelvi lektor: Ferenczy Ferencné
Példányszám: 120 Törzsszám: 84-242
Készült a KFKI sokszorosító üzemében
Felelős vezető: Nagy Károly
Budapest, 1984. március hó